IOAN-IOVIȚ POPESCU, EMIL I. TOADER

BIBLIOTECA de FIZICĂ
nr 9181

OPTICA

246840
B.C.U. - IASI

EDITURA ȘTIINȚIFICĂ ȘI ENCICLOPEDICĂ
BUCUREȘTI, 1989

I S B N 973-29-0051-2

CUPRINS

BIBLIOTECA DE FIZICĂ

PREFAȚĂ

Am scris această carte plecînd de la afirmația că optica a fost, este și va fi o știință practică, iar radiația optică are o natură duală, corpusculară și ondulatorie.

Deoarece optica este de neconceput în absența surselor de radiație optică, am considerat util ca primul capitol să fie consacrat principiilor radiometriei, fotometriei și colorimetriei, iar capitolul al doilea să fie consacrat surselor de radiație optică. Materialele optice sînt analizate în capitolul al treilea și ele oferă o bază de plecare solidă pentru prezentarea componentelor optice cărora le sînt consacrate capitolele 4—8. Ultima parte a cărții (capitolele 9—12) prezintă detectorii de radiație optică.

O atenție particulară este acordată realizărilor mai recente din domeniile surselor de radiație optică, materialelor optice, componentelor optice și detectorilor de radiație optică, prin luarea în considerație a surselor de radiație optică cu plasmă, a diferitelor tipuri de sticlă optică, cristale optice și materiale plastice optice, a rețelelor de difracție de mare putere de separare și fibrelor optice, a detectorilor ionici etc.

Cartea se adresează universitarilor, cercetătorilor științifici, fizicienilor, inginerilor, medicilor și biologilor, însă ea poate fi de un real folos și profesorilor de liceu sau tehnicienilor și laboranților care lucrează în industria optică sau în laboratoarele de optică.

AUTORII

Capitolul 1

PRINCIPIILE RADIOMETRIEI, FOTOMETRIEI ȘI COLORIMETRIEI

1.1. INTRODUCERE

Orice om, indiferent de domeniul său de activitate, este implicat direct în procesele și fenomenele optice. Limbajul său conține deja anumiți termeni caracteristici optici și nu sînt rare nici situațiile în care face aprecieri calitative sau cantitative asupra unor mărimi care caracterizează lumina, culorile, imaginile obiectelor etc.

Avînd în vedere și faptul că apariția și perpetuarea vieții pe Pămînt nu pot fi concepute în absența luminii provenite de la Soare sau de la alte surse de lumină naturale sau artificiale, putem afirma că, într-un context mai larg, lumina înseamnă și viață. Evoluția cunoștințelor despre lumină este deci strîns legată de evoluția omului.

Știința care are ca obiect de studiu radiația optică se numește optic. Optica este una dintre cele mai vechi științe ale naturii, cărțile de optică fiind scrise cu milenii în urmă. Cercetînd scrierile filozofilor lumii antice, constatăm că optica ocupa un loc privelegiat. Întrucît orice știință ocupă un loc privelegiat numai în măsura în care își aduce un aport esențial la dezvoltarea civilizației, rezultă că optica și-a cîștigat acest loc cu mult înaintea altor științe. Totuși trebuie să fim conștienți de faptul că informațiile de optică au constituit, o perioadă lungă de timp, doar rezultatul contemplărilor și observațiilor calitative. Evoluția pe o treaptă superioară a cunoștințelor de optică este strîns legată și de proiectarea, construcția și folosirea aparatelor optice, pe de o parte, și de măsurarea și compararea mărimilor optice, pe de altă parte. Construcția aparatelor optice și folosirea măsurătorilor optice au extins aria spațio-temporală de cercetare în optică, au dus la descoperirea de noi principii și de noi legi, au permis înțelegerea tot mai profundă a felului de organizare a materiei.

Revoluția științifică și tehnică contemporană este și rezultatul construcției de aparate de mare precizie și al științei măsurătorilor. Cu un secol în urmă, prevăzînd această revoluție științifică și tehnică, Lord Kelvin spunea : „*Atunci cînd putem măsura un lucru despre care vorbim și-l exprimăm în numere, cunoaștem ceva despre acel lucru, iar cînd nu-l putem măsura și nu-l putem exprima în numere, cunoștințele noastre sînt insuficiente și nesatisfăcătoare*". Nu este greu să ne dăm seama că aproape zilnic fiecare dintre noi este implicat, mai mult sau mai puțin, în diferite tipuri de măsurători, mai mult sau mai puțin precise, folosind aparate mai mult sau mai puțin perfecționate. Folosirea celor mai rafinate metode de măsură determină progresul științelor și implicit progresul civilizației. Iată de ce cunoașterea aparaturii optice și a metodelor

optice de măsură este o necesitate a lumii contemporane, fiecare dintre noi simţind nevoia acestei cunoaşteri.

Din punctul de vedere al tehnicii iluminatului, lumina este acea parte a radiaţiei electromagnetice care produce oamenilor senzaţia de vedere (*senzaţia vizuală*). Pentru multe alte scopuri practice, lumina poate fi definită ca un anumit fel de radiaţie electromagnetică. Lumina formează obiectul de studiu al opticii.

În funcţie de felul în care se răspunde la întrebarea „ce este lumina ?", optica se împarte în trei domenii, aparent distincte, însă în realitate strîns corelate, şi anume :

1) *optica geometrică*, bazată pe conceptul de fascicul îngust (sau rază) de lumină, fără să se preocupe de natura luminii ;

2) *optica ondulatorie*, bazată pe conceptul de undă (natura ondulatorie a luminii) şi care se ocupă cu studiul fenomenelor rezultate din interacţiunile lumină-lumină ;

3) *optica cuantică*, bazată pe conceptul de cuantă de lumină (natura cuantică a luminii) şi care se ocupă cu studiul fenomenelor rezultate din interacţiunile lumină-substanţă.

Unii autori împart optica în *optică geometrică* şi *optică fizică*, considerînd că optica fizică se subdivide la rîndul ei în optică ondulatorie şi optică cuantică. Acest punct de vedere nu diferă însă de cel exprimat aici, deoarece, în ambele situaţii, optica geometrică rămîne în aceeaşi situaţie, iar optică fizică presupune luarea în consideraţie a naturii luminii.

Din punctul de vedere al aplicaţiilor practice optica poate fi împărţită în două domenii şi anume, un domeniu care se ocupă cu studiul principiilor de proiectare, construcţie şi funcţionare ale aparatelor optice, şi alt domeniu care se ocupă cu studiul tehnicilor de măsură. Cele două domenii pot fi reunite într-unul singur, numit *optică tehnică*. Aşadar, optica tehnică include tehnicile de proiectare, construcţie şi folosire a aparaturii optice şi tehnicile măsurătorilor optice, bazate pe principiile şi legile opticii.

Responsabili de apariţia radiaţiei electromagnetice sînt *purtătorii de sarcină*, în special electronii care intră în constituţia sistemelor atomice sau electronii liberi. Anumite modificări ale mişcărilor electronilor în sistemele atomice pot duce, conform postulatelor lui Bohr (1913), la emisia sau la absorbţia de cuante de radiaţie cu energia W, dată de relaţia

$$W = h\nu = h\frac{c}{\lambda}, \tag{1.1}$$

unde h este constanta lui Planck ($h = (6{,}62559 \pm 0{,}00015) \times 10^{-34}$ J · s) c este viteza luminii în vid ($c = (2{,}997925 \pm 0{,}000001) \times 10^{8}\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) iar λ este lungimea de undă a radiaţiei. Relaţia (1.1) se aplică atît radiaţiei care apare ca rezultat al tranziţiilor „*legat-legat*" ale electronilor din sistemele atomice cît şi radiaţiei care apare ca rezultat al tranziţiilor de tipurile „*legat-liber*" sau „*liber-legat*" şi „*liber-liber*". Radiaţia de frînare şi radiaţia ciclotronică sînt exemple de radiaţie care apare ca rezultat al tranziţiilor de tipul „liber-liber" iar radiaţia de recombinare este un exemplu de radiaţie care apare ca rezultat al tranziţiilor de tipul „liber-legat". Tranziţiile de tipul „legat-legat" conduc la apariţia spectrelor de linii şi a spectrelor de bandă ale radiaţiei.

În conformitate cu relaţia (1.1), orice sistem atomic (atom, moleculă sau grup de molecule) poate fi considerat ca sursă de radiaţie, definind ceea ce

se numește *sursă punctiformă ideală*, la care ne vom referi de multe ori pe parcursul expunerii.

Dacă toate cuantele de radiație, emise de o sursă de radiație, au aceeași frecvență ν, radiația se numește radiație monocromatică. Dacă energia, W, a cuantelor de radiație emise de o sursă de radiație este cuprinsă într-un domeniu de energie ΔW, căruia îi corespunde un domeniu al frecvențelor $\Delta\nu$ sau un domeniu al lungimilor de undă $\Delta\lambda$, radiația este continuă sau compusă.

Pentru a încorpora atît noțiunea de *foton* (cazul teoriei cuantice a radiației) cît și noțiunea de „*pachet*" (sau „*tren*") de unde electromagnetice (cazul teoriei electromagnetice a radiației) am folosit noțiunea de *cuantă de radiație*. Aceasta înseamnă că energia radiantă a unei surse de radiație poate fi calculată atît în raport cu noțiunea de „pachet" de unde electromagnetice, în cadrul opticii ondulatorii, cît și în raport cu noțiunea de foton, în cadrul opticii cuantice. Întrebarea care poate fi pusă, referitor la modul în care trebuie folosite cele două noțiuni, este dacă fotonul poate fi considerat un „pachet" de unde electromagnetice și dacă el satisface legile electromagnetismului clasic. Răspunsul este dat de experiență și poate fi prezentat astfel:

a) radiația monocromatică, emisă de o sursă de radiație, poate fi considerată ca fiind alcătuită din „pachete de radiație" pe care să le numim fotoni;

b) fiecare foton se propagă în spațiu în conformitate cu ecuațiile lui Maxwell ale teoriei electromagnetismului clasic. Fotonul poate fi deci considerat ca fiind un „pachet" de unde clasice ai cărui vectori de cîmp $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ și $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ satisfac ecuațiile lui Maxwell;

c) nu este corect să interpretăm suma pătratelor amplitudinilor lui $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ și $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ ca densitatea spațială de energie asociată fotonului. Orice mărime care depinde de pătratul amplitudinii undei trebuie interpretată probabilistic;

d) energia transmisă de foton unui detector de radiație este egală cu $h\nu$. Deoarece probabilitatea de detectare a fotonului este egală cu suma pătratelor amplitudinilor vectorilor de cîmp, putem trage concluzia că densitatea de energie, clasică, integrată spațial, este egală cu produsul dintre energia fotonului și probabilitatea de a găsi fotonul în regiunea respectivă;

e) în cazul unei surse staționare de radiație, care emite continuu un timp îndelungat, energia medie detectată într-o anumită regiune a spațiului este egală cu energia calculată pe baze clasice.

Înțelegerea corectă a propozițiilor de mai sus este de importanță esențială pentru obținerea unor relații de calcul corecte, rezultate din interacțiunile lumină-lumină sau din interacțiunile lumină-substanță, întrucît sîntem forțați ca în anumite situații să folosim teoria ondulatorie a luminii, în timp ce în alte situații vom folosi natura corpusculară a luminii. *Dualismul corpuscul-undă, care apare ca rezultat al interpretării alternative a proceselor și fenomenelor radiației luminoase, determină o imagine fascinantă despre lumină, probabil unică pînă acum în știință, și este o realitate obiectivă.*

Arătam mai înainte, folosindu-ne de relația (1.1), că radiația emisă de o sursă (nu neapărat luminoasă), poate fi radiație monocromatică sau radiație continuă. Putem introduce noțiunea de *spectru de radiație* ca reprezentînd dependența funcțională a radiației emisă de o sursă de radiație în raport de energie. Spectrul de radiație al unei surse de radiație poate fi un spectru de linii sau un spectru continuu. Domeniile spectrale ale diferitelor surse de radiație cunoscute pînă acum pot fi reprezentate și schematic. Întregul domeniu spectral este cuprins între aproximativ $3 \cdot 10^{-28}$ J ($\lambda = 10^4$ m și

$\nu = 10^4$ Hz), și aproximativ 10^{-9} J ($\lambda = 10^{-16}$ m și $\nu = 10^{24}$ Hz), raportul dintre valoarea maximă a domeniului și valoarea minimă a domeniului fiind egal cu cca 10^{22}. Această diferență imensă dintre valoarea minimă și valoarea maximă ne poate da o imagine asupra diversității foarte mari a surselor de radiație care există în natură. În cadrul spectrului energetic general, o anumită sursă de radiație ocupă un domeniu foarte mic.

Radiația care corespunde domeniului de frecvențe cuprins între circa $0{,}38 \cdot 10^{15}$ Hz și circa $0{,}78 \cdot 10^{15}$ Hz produce oamenilor senzația de vedere. Vom numi această radiație *radiație luminoasă* sau *lumină*. Domeniului de frecvențe al radiației luminoase, îi corespunde, în vid, domeniul lungimilor de undă cuprins între circa 780 nm și circa 380 nm. O sursă de radiație poate fi numită *sursă de lumină* numai dacă frecvența radiației sau lungimea de undă a radiației este cuprinsă în domeniile menționate. De reținut că numai domeniul frecvențelor este general pentru orice mediu optic, domeniul lungimilor de undă variind de la un mediu optic la alt mediu optic. Aceasta înseamnă că în timp ce energia fotonului este o mărime constantă, indiferent de mediu, lungimea de undă a „pachetului" de unde variază în raport cu mediul.

Obiectul opticii este însă nu numai radiația din domeniul vizibil al spectrului de radiație, ci și radiația din regiunea imediat superioară domeniului de frecvențe (sau din regiunea imediat inferioară domeniului lungimilor de undă), denumită *radiație ultravioletă*, precum și radiația din regiunea imediat inferioară domeniului de frecvențe (sau din regiunea imediat superioară domeniului lungimilor de undă), denumită *radiație infraroșie*. Pentru a caracteriza radiația din domeniul vizibil vom folosi terminologia de *radiație luminoasă* sau *lumină*, iar pentru a caracteriza radiația din toate cele trei domenii vom folosi terminologia de *radiație optică*. În acest fel noțiunea de radiație optică are un caracter mult mai general decît noțiunea de radiație luminoasă.

Optica este numai una dintre științele care studiază radiația emisă de sursele de radiație și, așa cum am arătat, domeniul de radiație studiat de optică reprezintă o fracțiune foarte mică a domeniului general. Altor regiuni ale domeniului general de radiație le corespund alte discipline științifice. Deși există legi care sînt comune pentru toate disciplinele științifice care studiază radiația emisă de diferitele surse de radiație, trebuie avut în vedere și faptul că fiecare disciplină științifică are legile sale proprii care o deosebesc de toate celelalte discipline.

1.2. MĂRIMILE RADIOMETRICE ȘI MĂRIMILE FOTOMETRICE

Cunoașterea modului de folosire a aparatelor și a metodelor de măsură reprezintă o parte importantă a tuturor științelor naturii. De aici necesitatea de a ști cum măsurăm și ce măsurăm. Și în optica tehnică, asemenea tuturor celorlalte științe ale naturii, trebuie ca mai întîi să introducem un vocabular propriu, care să fie stăpînit foarte bine și folosit corect.

Domeniul opticii care se ocupă cu studiul măsurătorilor mărimilor fizice caracteristice puterii totale a radiației emisă de o sursă de radiație se numește radiometrie. Pentru a deosebi o mărime radiometrică de alte mărimi fizice, neradiometrice, vom folosi adjectivul *radiant*.

Domeniul opticii care se ocupă cu studiul măsurătorilor mărimilor fizice caracteristice puterii radiației din domeniul vizibil, emisă de o sursă de radiație,

se numește fotometrie. Pentru a deosebi o mărime fotometrică de alte mărimi fizice, nefotometrice, vom folosi adjectivul *luminos*.

De-a lungul timpului, în literatura științifică și tehnică de specialitate s-au folosit mai multe simboluri pentru notarea aceleiași mărimi radiometrice sau aceleiași mărimi fotometrice, cum de altfel s-au folosit și mai multe unități de măsură. Situația este încă departe de a fi rezolvată, recomandările diferitelor comisii de specialitate, internaționale, nefiind respectate în totalitate. Această confuzie produsă de folosirea arbitrară a notațiilor și a unităților de măsură a creat dificultăți însuși felului de definire a mărimilor radiometrice și mărimilor fotometrice. Mai mult, prin schimbarea etalonului primar (lumînarea internațională fiind înlocuită cu candela), se impune ca rezultatele măsurătorilor mai vechi să fie adaptate acestei schimbări. Pentru a găsi o cale de ieșire din această situație confuză, noi vom ține seama de recomandările organizațiilor științifice și tehnice internaționale de specialitate, ca, de exemplu, ,,International Union for Pure and Applied Physics'' (Uniunea internațională de fizică pură și aplicată) și ,,Commission International de l'Eclairage'' (Comisia internațională pentru iluminat), precum și de aria de răspîndire a notațiilor, simbolurilor și unităților, acolo unde nu există recomandări. De asemenea, pentru a nu apărea confuzii între o aceeași mărime fizică, mărime care poate fi sau radiometrică sau fotometrică, vom folosi un singur simbol și vom specifica natura radiometrică a mărimii respective utilizînd indicele ,,e'' (radiație, deci energie în general), simbolul fără indice caracterizînd mărimea fotometrică.

Pentru a descrie distribuția spectrală a unei anumite mărimi Q, care poate să fie sau o mărime radiometrică sau o mărime fotometrică, în situația în care radiația este distribuită continuu într-un anumit domeniu de frecvențe sau într-un anumit domeniu al lungimilor de undă, vom folosi densitatea spectrală Q_λ, a mărimii respective, definită de relația

$$Q_\lambda \equiv \lim_{\Delta\lambda \to 0} \frac{Q(\lambda_0, \lambda_0 + \Delta\lambda_0)}{\Delta\lambda} = \frac{\partial Q(\lambda)}{\partial \lambda}. \tag{1.2}$$

Deoarece Q_λ înseamnă derivata mărimii Q în raport cu lungimea de undă λ, dependența funcțională a unei anumite mărimi de lungime de undă λ va fi specificată sub forma $f(\lambda)$.

1.2.1. Mărimi și unități radiometrice

Considerăm util ca, înainte de a prezenta un tabel schematic al tuturor mărimilor radiometrice și al tuturor unităților de măsură folosite în radiometrie, să definim fiecare mărime radiometrică în parte specificînd și simbolurile și unitățile respective.

1. *Energia radiantă* $W_e(J)$. O anumită sursă de radiație poate radia energie continuu sau în impulsuri, un timp mai mare sau un timp mai mic. *Cantitatea de energie radiată de o sursă de radiație, într-un anumit interval de timp, se numește energie radiantă*, iar simbolul folosit este W_e. Unitatea de măsură a energiei radiante este cea corespunzătoare energiei, deci joule, J.

2. *Densitatea de energie radiantă* $w_e = \dfrac{\partial W_e}{\partial V_e}$ $(J \cdot m^{-3})$. *Energia radiantă, corespunzătoare unității de volum, se numește densitate de energie radiantă sau densitate de radiație*, ultima denumire fiind datorată faptului că prin energie radiantă se înțelege de fapt radiație. Unitatea de măsură a densității

de radiație este $J \cdot m^{-3}$. Sînt și situații în care volumele implicate sînt mici astfel că se mai folosește și unitatea $J \cdot cm^{-3}$.

3. *Fluxul radiant* $\Phi_e = \frac{\partial W_e}{\partial t}$ (W). *Fluxul radiant, sau fluxul de radiație, este o mărime fundamentală în radiometrie și se definește ca rata temporală de variație a radiației printr-o suprafață dată.* Felul de definire a fluxului radiant arată că unitatea sa de măsură trebuie să fie cea corespunzătoare puterii, deci W.

4. *Iradianța* $E_e = \frac{\partial \Phi_e}{\partial S}$ $(W \cdot m^{-2})$. *Iradianța se definește ca densitatea de suprafață a fluxului radiant printr-o suprafață dată.* În limba română se mai folosește și terminologia de *iluminare energetică*, aceasta pentru a evidenția, probabil, corespondența acestei mărimi radiometrice cu mărimea fotometrică denumită iluminare. Cum însă iluminarea energetică nu are un corespondent în limbile de circulație internațională, recomandăm să se folosească terminologia de *iradianță*, pentru a nu se crea confuzii. Unitatea de măsură pentru iradianță este $W \cdot m^{-2}$. În cazul în care aria suprafețelor implicate este mică, se folosește ca unitate de măsură $W \cdot cm^{-2}$.

În cazul în care sursa de radiație este o suprafață plană, în locul iradianței se folosește mărimea denumită *emitanță radiantă*, notată cu M_e, și definită ca fluxul radiant emis de unitatea de suprafață a sursei de radiație plană. Unitatea de măsură este tot cea folosită în cazul iradianței.

5. *Intensitatea radiantă*, $I_e = \frac{\partial \Phi_e}{\partial \Omega}$ $(W \cdot sr^{-1})$. *Fluxul radiant din unitatea de unghi solid, de un steradian (sr), poartă denumirea de intensitate radiantă.* Unitatea de măsură a intensității radiante este $W \cdot sr^{-1}$. Formula de definiție a intensității radiante I_e poate fi obținută și pornind de la constatarea experimentală că, la distanțe mari comparativ cu dimensiunile sursei de radiație, iradianța E_e scade invers proporțional cu pătratul distanței r. Factorul de proporționalitate este chiar intensitatea radiantă I_e, deci

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS_n} = I_e \frac{1}{r^2}, \tag{1.3}$$

unde cu dS_n am notat componenta normală a elementului de arie față de direcția de propagare a fluxului radiant. Deoarece unghiul solid $d\Omega$, măsurat în steradiani, subîntins de un element de arie dS, la distanța r față de sursa de radiație, este egal cu dS_n/r^2, rezultă

$$r^2 = \frac{dS_n}{d\Omega}.$$

Înlocuind această expresie a lui r^2 în relația (1.3), obținem

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}.$$

adică relația de definiție a intensității radiante în raport cu fluxul radiant.

6. *Radianța* $B_e = \frac{dI_e}{dS_n} = \frac{d^2\Phi_e}{dS_n d\Omega}$ $(W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1})$. Folosită în special în cazul surselor de radiație în care aria sursei este mare, *radianța se definește ca intensitatea radiantă corespunzătoare unității de suprafață.* Din relația de definiție rezultă că unitatea de măsură pentru radianță este $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$.

De remarcat faptul că mărimile radiometrice introduse aici sînt *mărimi radiometrice integrale*, definite peste întregul domeniu al lungimilor de undă corespunzător sursei de radiație respective. De cele mai multe ori importante nu sînt mărimile radiometrice integrale, ci *mărimile radiometrice spectrale.* Mărimile radiometrice spectrale și simbolurile, relațiile de definiție și unitățile de măsură corespunzătoare sînt următoarele :

Mărimea radiometrică, spectrală	Simbolul	Relația de definiție	Unitățile
Fluxul radiant spectral	$\Phi_{e,\lambda}$	$\Phi_{e,\lambda} \equiv \frac{\partial \Phi_e}{\partial \lambda}$	$W \cdot nm^{-1}$
Iradianța spectrală	$E_{e,\lambda}$	$E_{e,\lambda} \equiv \frac{\partial E_e}{\partial \lambda}$	$W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}$
Emitanța spectrală	$M_{e,\lambda}$	$M_{e,\lambda} \equiv \frac{\partial M_e}{\partial \lambda}$	$W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}$
Intensitatea radiantă spectrală	$I_{e,\lambda}$	$I_{e,\lambda} \equiv \frac{\partial I_e}{\partial \lambda}$	$W \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}$
Radianța spectrală	$B_{e,\lambda}$	$B_{e,\lambda} \equiv \frac{\partial B_e}{\partial \lambda}$	$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}$

În afara mărimilor radiometrice, integrale sau spectrale, definite mai înainte radiometria mai operează și cu anumiți coeficienți care reprezintă rapoarte ale acelorași mărimi radiometrice. Dintre acești coeficienți radiometrici, cei mai importanți și mai des folosiți sînt următorii :

a) *transmitanța radiantă* τ definită ca fracțiunea din radiația incidentă transmisă de un mediu optic oarecare;

b) *reflectanța radiantă* ρ definită ca fracțiunea din radiația incidentă reflectată de un mediu oarecare;

c) *absorbanța radiantă* α definită ca fracțiunea din radiația incidentă care este absorbită de un mediu oarecare;

d) *emisivitatea radiantă* ε definită ca fracțiunea din radiația unui corp negru, ideal, care corespunde sursei de radiație aflată la aceeași temperatură ca și corpul negru.

Inversul transmitanței radiante, $1/\tau$, se numește *opacitate.* Un mediu optic cu transmitanța radiantă τ egală cu zero are opacitatea egală cu infinit și se numește *mediu optic perfect opac.* Un mediu optic cu absorbanța radiantă α egală cu unitatea este de asemenea un mediu optic perfect opac.

1.2.2. Mărimi și unități fotometrice

Ținînd seama că domeniul de radiație al radiației luminoase este parte integrantă a domeniului de radiație al radiației optice, putem face următoarele observații :

a) mărimile fotometrice trebuie să-și aibă corespondentul în mărimile radiometrice prezentate mai înainte ;

b) unitățile folosite pentru măsurarea mărimilor radiometrice au la bază unitățile fundamentale, folosite pentru măsurarea lungimii, masei și timpului, la care se adaugă unitatea complementară de măsurare a unghiului solid.

c) unitățile pe care le vom folosi pentru măsurarea mărimilor fotometrice trebuie să aibă la bază aceleași unități fundamentale ca și mărimile radiometrice, la care să se adauge unitatea fundamentală numită *candelă* (vezi mai departe definiția candelei).

d) ori de cîte ori apare notația (CIE), înseamnă că definiția mărimii, simbolul mărimii și unitatea de măsură a mărimii fotometrice au fost recomandate și acceptate de Comisia internațională pentru iluminare.

1. *Lumina.* Am arătat deja că, din punctul de vedere al tehnicii iluminatului, lumina este energia radiantă (= radiația) evaluată în conformitate cu capacitatea sa de a produce senzația vizuală la oameni. Evaluarea energiei radiante ca lumină se face cu ajutorul ochiului, instrumentul optic (sau detectorul optic) primar, față de care toate celelalte instrumente optice (sau detectorii optici) nu sînt decît autoadjuncți. Pentru înțelegerea modului de evaluare a energiei radiante ca lumină ar trebui deci să cunoaștem mecanismul psihofizic de funcționare a ochiului. Acesta va fi prezentat în capitolul consacrat special ochiului.

În cazul în care sînt implicate diferite distribuții spectrale, normele de bază folosite pentru evaluarea fluxului radiant ca flux luminos (ceea ce înseamnă evaluarea energiei radiante ca lumină) sînt date de un set de *factori de sensibilitate a ochiului.* Cititorului trebuie să-i fie clar încă de acum că ochiul uman despre care vorbim este *ochiul observatorului etalon* stabilit de (CIE), care este un ochi normal mediat pe un mare număr de observatori (deoarece sensibilitatea spectrală a ochiului uman diferă de la o persoană la alta). De asemenea, sensibilitatea ochiului uman depinde și de valoarea fluxului de radiație care corespunde pupilei ochiului. Pentru a face deosebirea dintre mecanismele psihofizice de funcționare a ochiului normal (emetrop) în funcție de valorile fluxului de radiație, vom numi vederea din timpul unei zile senine *vedere diurnă* iar vederea din timpul serii *vedere crepusculară.* Vederea diurnă corespunde deci unor fluxuri de radiație relativ mari, iar vederea crepusculară corespunde unor fluxuri de radiație relativ mici.

2. *Randamentul spectral luminos.* Senzația de vedere variază mult în funcție de frecvența radiației (sau de lungimea de undă a radiației) din domeniul spectral luminos. Ochiul observatorului etalon (CIE), adaptat pentru vederea diurnă, prezintă o sensibilitate maximă pentru lungimea de undă a radiației egală cu cca 555 nm. Vizibilitatea ochiului scade relativ repede de o parte și de alta a lungimii de undă de 555 nm atingînd valoarea zero pentru lungimile de undă de cca 380 nm și respectiv 780 nm.

Cînd se normează în raport cu valoarea sa maximă, corespunzătoare lungimii de undă de 555 nm, vizibilitatea, corespunzătoare unei lungimi de undă λ, date, conduce la definirea *randamentului spectral luminos* K_λ (denu-

mirea veche era *luminozitatea relativă*). Randamentul spectral luminos este identic cu factorul de vizibilitate etalon al ochiului uman adaptat pentru vederea diurnă și cu componenta tricromatică $-y$, $(\bar{y}_\lambda)$, a observatorului etalon din cadrul sistemului tricromatic (CIE).

Pentru a nu se crea confuzii ca rezultat al variației vizibilității, de la o persoană la alta, randamentul spectral luminos a fost standardizat așa cum se arată în tabelul 1.1 (fig. 1.1). Valorile randamentului spectral luminos K_λ, prezentate în tabelul 1.1, au fost acceptate atît de Comisia Internațională pentru Iluminat, cît și de Uniunea Internațională de Fizică Pură și Aplicată și de Comitetul de Măsuri și Greutăți și au fost folosite ca bază pentru stabilirea etaloanelor fotometrice de diferite tipuri. Atragem totuși atenția că acestea trebuie folosite numai cu respectarea condițiilor de observare folosite de (CIE).

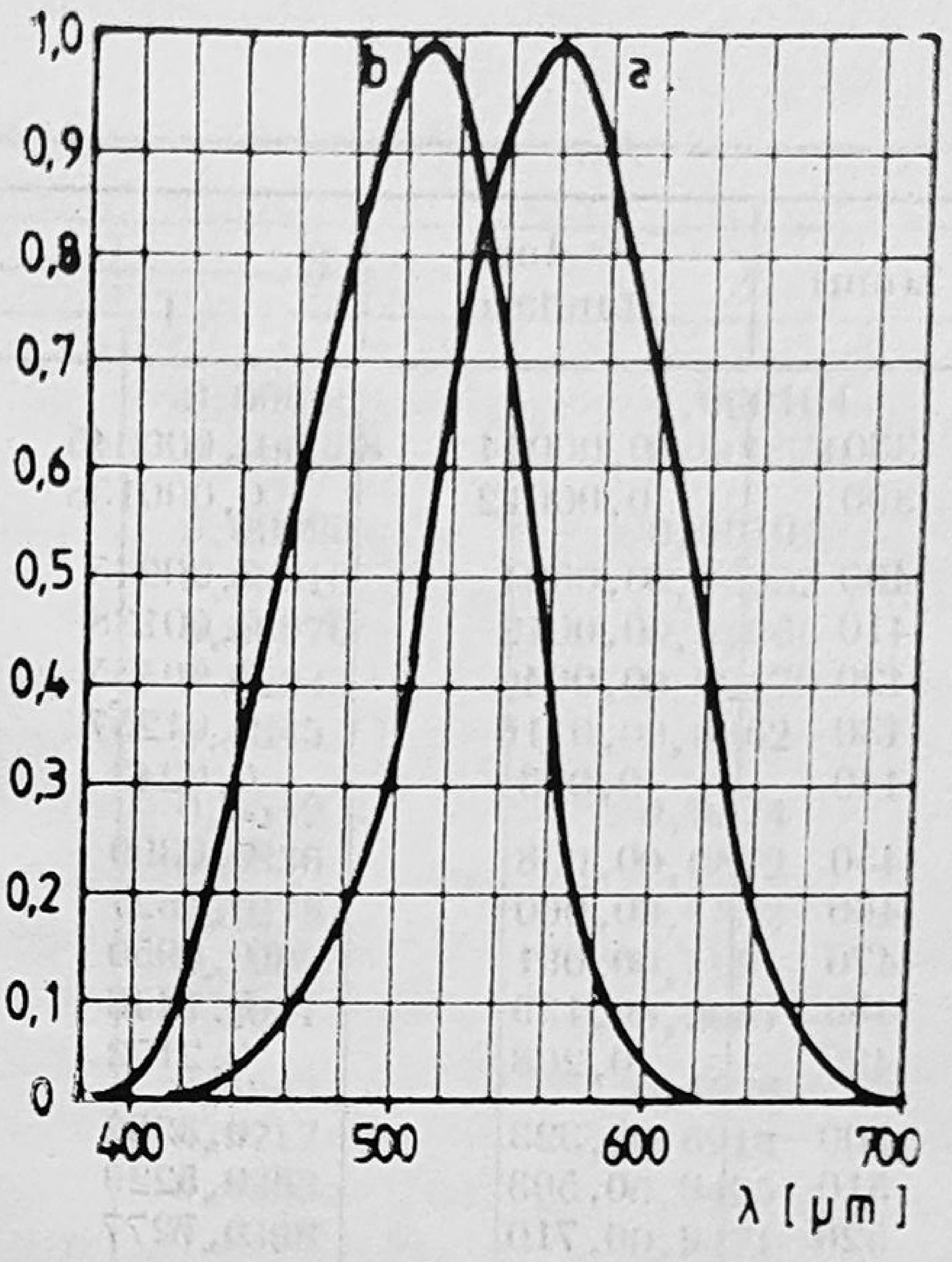


Fig. 1.1. Curbele randamentului special luminos pentru ochiul uman

3. *Fluxul luminos*, F (CIE). *Fluxul luminos se definește ca rata temporală de variație a luminii printr-o suprafață dată* (CIE). În funcție de fluxul radiant spectral $\Phi_{e,\lambda}$, fluxul luminos F ese dat de relația

$$F = K\int_0^\lambda K_\lambda\, \Phi_{e,\lambda}\, d\lambda. \tag{1.4}$$

Integrala trebuie considerată peste domeniul lungimilor de undă în care integrantul este diferit de zero. Cum rezultă și din tabelul 1.1 dincolo de domeniul vizibil integrantul devine egal cu zero, deoarece $K_\lambda = 0$. Alegînd valoarea constantei de proporționalitate, K, egală cu 683 (vezi Levi, 1968) și exprimînd fluxul radiant $\Phi_{e,\lambda}$ în wați unitatea de măsură pentru fluxul luminos F este lumenul (lm). *Lumenul este fluxul luminos din unitatea de unghi solid, de un steradian, creat de o sursă luminoasă punctiformă cu intensitatea de o candelă*. Lumenul mai poate fi definit și ca fluxul luminos prin unitatea de suprafață ale cărei puncte sînt situate la distanța de un metru de o sursă luminoasă de o candelă.

4. *Randamentul luminos. Randamentul luminos al unei surse luminoase se definește ca raportul dintre fluxul luminos F_λ și fluxul radiant $\Phi_{e,\lambda}$*. Denumirea veche a randamentului luminos era de *factor de eficacitate luminoasă*. Unitatea de măsură a randamentului luminos este lumen/watt. Randamentul luminos nu trebuie confundat cu randamentul unei surse de radiație, care se exprimă tot în lumen/watt, dar care se referă la puterea de alimentare a sursei de radiație, nu la fluxul radiant al sursei.

5. *Cantitatea de lumină* $Q = \int_0^t F\,dt$ (CIE). *Cantitatea de lumină Q este dată de integrala temporală a fluxului luminos*. Dacă fluxul luminos este o

Randamentul spectral luminos $K\lambda$ *(factorul de*

λ(nm)	Factorii standard	Valorile interpolate la intervale			
		1	2	3	4
380	0,00004	0,000045	0,000049	0,000054	0,000059
390	0,00012	0,000138	0,000155	0,000173	0,000193
400	0,0004	0,00045	0,00049	0,00054	0,00059
410	0,0012	0,00138	0,00156	0,00174	0,00195
420	0,0040	0,00455	0,00515	0,00581	0,00651
430	0,0116	0,01257	0,01358	0,01463	0,01571
440	0,023	0,0243	0,0257	0,0270	0,0284
450	0,038	0,0399	0,0418	0,0438	0,0459
460	0,060	0,0627	0,0654	0,0681	0,0709
470	0,091	0,0950	0,0992	0,1035	0,1080
480	0,139	0,1448	0,1507	0,1567	0,1629
490	0,208	0,2173	0,2270	0,2371	0,2476
500	0,323	0,3382	0,3544	0,3714	0,3890
510	0,503	0,5229	0,5436	0,5648	0,5865
520	0,710	0,7277	0,7449	0,7615	0,7776
530	0,862	0,8739	0,8851	0,8956	0,9056
540	0,954	0,9604	0,9661	0,9713	0,9760
550	0,995	0,9969	0,9983	0,9994	1,0000
560	0,995	0,9926	0,9898	0,9865	0,9828
570	0,952	0,9455	0,9386	0,9312	0,9235
580	0,870	0,8600	0,8496	0,8388	0,8277
590	0,757	0,7449	0,7327	0,7202	0,7076
600	0,631	0,6182	0,6054	0,5926	0,5797
610	0,503	0,4905	0,4781	0,4658	0,4535
620	0,381	0,3690	0,3570	0,3449	0,3329
630	0,265	0,2548	0,2450	0,2354	0,2261
640	0,175	0,1672	0,1596	0,1523	0,1452
650	0,107	0,1014	0,0961	0,0910	0,0862
660	0,061	0,0574	0,0539	0,0506	0,0475
670	0,032	0,0299	0,0280	0,0263	0,0247
680	0,017	0,01585	0,01477	0,01376	0,01281
690	0,0082	0,00759	0,00705	0,00656	0,00612
700	0,0041	0,00381	0,00355	0,00332	0,00310
710	0,0021	0,001954	0,001821	0,001699	0,001587
720	0,00105	0,000975	0,000907	0,000845	0,000788
730	0,00052	0,000482	0,000447	0,000415	0,000387
740	0,00052	0,000231	0,000214	0,000198	0,000185
750	0,00012	0,000111	0,000103	0,000096	0,000090
760	0,00056	0,000056	0,000052	0,000048	0,000045

mărime constantă în timp, cantitatea de lumină este dată de produsul dintre fluxul luminos și timpul de funcționare a sursei de lumină. Unitatea de măsură pentru cantitatea de lumină este lumen·oră. În cazul surselor de lumină care au un timp de funcționare mic, ca cele folosite în tehnica fotografică, unitatea de măsură este lumen·secundă.

6. *Intensitatea luminoasă* $I = dF/d\Omega$ (CIE). *Intensitatea luminoasă I a unei surse de lumină, într-o direcție dată, se definește ca densitatea de unghi solid a fluxului luminos din direcția respectivă.* Cu alte cuvinte, intensitatea luminoasă este raportul dintre fluxul luminos printr-un element de arie, perpendicular pe direcția fluxului luminos, și elementul de unghi solid pe

Tabelul 1.1

luminozitate relativă); **vederea diurnă**

de un nanometru

5	6	7	8	9
0,000064	0,000071	0,000080	0,000090	0,000104
0,000215	0,000241	0,000272	0,000308	0,000350
0,00064	0,00071	0,00080	0,00090	0,00104
0,00218	0,00244	0,00274	0,00310	0,00352
0,00726	0,00806	0,00889	0,00976	0,01066
0,01684	0,01800	0,01920	0,02043	0,02170
0,0298	0,0313	0,0329	0,0345	0,0362
0,0480	0,0502	0,0525	0,0549	0,0574
0,0739	0,0769	0,0802	0,0836	0,0872
0,1126	0,1175	0,1225	0,1278	0,1333
0,1693	0,1761	0,1833	0,1909	0,1991
0,2586	0,2701	0,2823	0,2951	0,3087
0,4072	0,4259	0,4450	0,4642	0,4836
0,6082	0,6299	0,6511	0,6717	0,6914
0,7932	0,8082	0,8225	0,8363	0,8495
0,9149	0,9238	0,9320	0,9398	0,9471
0,9803	0,9840	0,9873	0,9902	0,9928
1,0002	1,0001	0,9995	0,9984	0,9969
0,9786	0,9741	0,9691	0,9638	0,9581
0,9154	0,9069	0,8981	0,8890	0,8796
0,8163	0,8046	0,7928	0,7809	0,7690
0,6949	0,6822	0,6694	0,6565	0,6437
0,5668	0,5539	0,5410	0,5282	0,5156
0,4412	0,4291	0,4170	0,4049	0,3929
0,3210	0,3092	0,2977	0,2864	0,2755
0,2170	0,2082	0,1996	0,1912	0,1830
0,1382	0,1316	0,1251	0,1188	0,1128
0,0816	0,0771	0,0729	0,0688	0,0648
0,0446	0,0418	0,0391	0,0366	0,0343
0,0232	0,0219	0,0206	0,0194	0,0182
0,01192	0,01108	0,01030	0,00956	0,00866
0,00572	0,00536	0,00503	0,00471	0,00440
0,00291	0,00273	0,00256	0,00241	0,00225
0,001483	0,001387	0,001297	0,001212	0,001130
0,000736	0,000688	0,000644	0,000601	0,000560
0,000360	0,000335	0,000313	0,000291	0,000270
0,000172	0,000160	0,000149	0,000139	0,000130
0,000084	0,000078	0,000074	0,000069	0,000064
0,000042	0,000039	0,000037	0,000035	0,000032

care elementul de arie îl subîntinde în raport cu sursa de lumină, considerată punctiformă. Deoarece unghiul solid trebuie să aibă un apex, (vîrf) definiţia dată aici pentru intensitatea luminoasă se aplică numai surselor punctiforme. În multe cazuri dimensiunile surselor de lumină sînt neglijabile faţă de distanţele la care se fac observaţiile, astfel încît se poate considera că lumina provine de la o sursă punctiformă.

Unitatea de măsură a intensităţii luminoase I este unitatea fundamentală din fotometrie şi poartă denumirea de candelă, cd. (CIE). Deoarece unitatea fundamentală din fotometrie a cunoscut schimbări, în funcţie de etaloanele

primare folosite, amînăm definiția candelei pînă ce vom discuta etaloanele primare din fotometrie.

7. *Iluminarea* $E = \mathrm{d}F/\mathrm{d}S$ (CIE). *Densitatea de suprafață a fluxului luminos F, printr-o suprafață S, dată, se numește iluminare, E.* Cînd suprafața S este iluminată unifom, iluminarea E este raportul dintre fluxul luminos F și suprafața S. Termenul iluminare se folosește curent, fie în sens calitativ fie în sens general, pentru a desemna actul de iluminare sau situația de a fi iluminat. Atunci cînd nu sînt implicate valori cantitative, în locul iluminării se folosește expreia *cantitate de iluminare* sau *iluminanță*.

Unitatea (CIE) folosită pentru măsurarea iluminării este luxul, lx, și se definiește ca *fiind iluminarea unei suprafețe cu aria de* 1 m^2, *pe care există o distribuție uniformă a unui flux luminos egal cu* 1 lm. În cazul în care unitatea de arie este 1 cm^2, unitatea de iluminare (CIE) este photul, ph.

8. *Luminozitatea* $B = \mathrm{d}I/\mathrm{d}S_n = \mathrm{d}^2F/\mathrm{d}S_n\,\mathrm{d}\Omega$. *Luminozitatea, sau luminanța, sau strălucirea, se definesc ca intensitatea luminoasă corespunzătoare unității de arie a suprafeții unei surse de lumină, privită dintr-o direcție dată.* Termenul *strălucire*, folosit de obicei, se referă la atributul de culoare a suprafețelor de la care lumina vine către ochi. Acest termen are o natură subiectivă, subiectivitatea fiind atît rezultatul modului în care se definește luminozitatea cît și condițiilor în care se realizează observațiile. Cu ajutorul strălucirii percepțiile vizuale pot fi clasificate de la foarte neclar (întunecat) pînă la foarte strălucitor.

Unitatea de măsură a luminozității, recunoscută internațional, este cd · m^{-2}. Luminozitatea unei suprafețe, într-o direcție dată, mai poate fi exprimată și în lm · m^{-2}, cu condiția ca suprafața respectivă să fie luminată uniform și perfect difuză. O suprafață perfect difuză trebuie să satisfacă exact legea cosinusului atît în emisie cît și în reflexie, ceea ce, din punct de vedere practic, este greu de realizat. De aceea folosirea unității de măsură lm · m^{-2} nu are o acoperire practică. Această unitate de măsură creează ambiguități de similitudine între luminozitate și intensitate luminoasă, în timp ce luminozitatea este doar densitatea de suprafață a intensității luminoase.

Fluxul luminos F corespunzător unității de arie, a unei suprafețe perfect difuze, a cărei intensitate luminoasă, în direcția normală la suprafață, este egală cu I candele, va fi egal cu πI lumeni.

Unitatea de măsură a luminozității acceptată de (CIE) este nitul, nt (1 nt =(1 cd/1 m^2). Ca unitate tolerată se mai folosește și stilbul, sb (1 sb = 1 cd/1 cm^2). Tot ca unitate tolerată de măsură a luminozității se folosește și lambertul L $\left(1\ \mathrm{L} = \frac{1}{\pi}\frac{\mathrm{cd}}{\mathrm{cm}^2}\right)$. Lambertul este deci luminozitatea uniformă a unei suprafețe perfect difuze care emite sau reflectă lumina la o rată temporală egală cu 1 lm/1 cm^2. El mai poate fi definit și ca luminozitatea medie a unei suprafețe care emite sau reflectă lumina la o rată temporală egală cu 1 lm/1 cm^2. Medierea trebuie să țină seama atît de variația luminozității de la punct la punct, cît și de variația luminozității cu unghiul de observare. Lambertul este o unitate de măsură pentru sursele de lumină intense, cum ar fi de exemplu Soarele. Pentru sursele de lumină mai puțin intense se poate folosi submultiplul denumit mililambert, mL.

9. *Densitatea de lumină* $u = \mathrm{d}Q/\mathrm{d}V$. Cantitatea de lumină corespunzătoare unității de volum se numește densitate de lumină, u, și se măsoară în lumen · oră/unitatea de volum, sau în lumeni · secundă/unitatea de volum.

Dintre coeficienții fotometrici, cei mai importanți și mai des folosiți sînt următorii:

a) *transmitanța luminoasă t* definită ca fracțiunea din lumina incidentă transmisă de un mediu oarecare;

b) *reflectanța luminoasă r* definită ca fracțiunea din lumina incidentă reflectată de un mediu oarecare;

c) *absorbanța luminoasă* α definită ca fracțiunea din lumina incidentă absorbită de un mediu oarecare.

Cînd se ia în considerație amplitudinea undei denumirile sînt *coeficient de transmisie, coeficient de reflexie* și respectiv *coeficient de absorbție* a luminii.

1.2.3. Etaloane de măsură. Unitatea fundamentală în fotometrie

Etaloanele de măsură folosite în fotometrie sînt *etaloane primare* și *etaloane secundare*. Ca etalon primar în fotometrie se folosește *candela* (unitatea de măsură a intensității luminoase), deși există și suficiente argumente care arată că unitatea fluxului luminos, lumenul, ar fi mai adecvată.

Primele etaloane ale intensității luminoase au fost luminările, înlocuite în cea de a doua jumătate a secolului al nouăsprezecelea cu cîteva tipuri de lămpi ce foloseau hidrocarburi lichide drept combustibil. Odată cu dezvoltarea lămpilor cu incandescență s-a considerat că o suprafață incandescentă poate asigura construirea unui standard mai stabil; s-a propus folosirea unei suprafețe de platină aflată la temperatura de solidificare a platinei. Considerată nesatisfăcătoare, datorită variațiilor de emisivitate a suprafeței și a variațiilor punctului de solidificare ca rezultat al contaminării propunerea nu a fost acceptată.

La începutul acestui secol s-a făcut propunerea să se folosească radiatorul corp negru ca standard primar însă, datorită dificultăților de ordin experimental, abia în anul 1931 s-a reușit să se obțină primul standard stabil de acest tip. Temperatura folosită a fost tot cea de solidificare a platinei. După ce cîteva laboratoare naționale au realizat acest standard corp negru și s-a găsit că rezultatele concordă satisfăcător, s-a convenit în anul 1948 ca el să fie acceptat universal ca standard primar al luminii. Conferința Generală de Măsuri și Greutăți din acel an a ratificat noua definiție a unității intensității luminoase în raport cu radiatorul integral corp negru și a adoptat denumirea „*candelă*" pentru unitate. Cea de a treisprezecea Conferință Generală de Măsuri și Greutăți din anul 1967 a îmbunătățit definiția candelei, adoptînd următoarea formulare:

Candela este intensitatea luminoasă, în direcția perpendiculară, a unei suprafețe de 1/600 000 m^2 a corpului negru aflat la temperatura de solidificare a platinei, sub presiunea de 101 325 N/m^2.

Între *lumînarea internațională*, folosită pînă în anul 1948 ca unitate de măsură a intensității luminoase și *candelă*, există relația de legătură

$$1 \text{ lumînare internațională} = 1{,}005 \text{ candele}.$$

Întrucît construcția unui standard tip radiator integral (corp negru) este o problemă dificilă, s-a convenit asupra ariei de 1/600 000 m^2 pentru a da posibilitatea celor fără etaloane de acest tip să le adapteze pe cele vechi la noua definiție a candelei. Etaloanele vechi, cu filament de carbon au putut

fi ajustate la radiatorul integral prin creşterea ratei numerice a vechilor etaloane cu 1,9% luminări internaţionale cînd ele funcţionează la temperatura de culoare de 2100 K.

Definiţia candelei în funcţie de corpul negru s-a păstrat între anii 1948 şi 1979, iar standardul corespunzător s-a dovedit a fi mult mai stabil decît predecesorii săi. Mai mult, folosindu-se legea lui Planck şi temperatura termodinamică de solidificare a platinei s-a putut calcula distribuţia puterii spectrale. Cunoscînd această distribuţie, definiţia candelei şi valorile randamentului spectral luminos, a fost posibil să se evalueze aproximativ relaţia dintre mărimile radiometrice şi fotometrice pentru radiaţia monocromatică de orice lungime de undă, atît pentru vederea fotopică cît şi pentru cea scotopică.

Două lucruri au condus la redefinirea candelei, primul referindu-se la dificultăţi de realizare practică a etalonului integral corp negru iar cel de al doilea referindu-se la creşterea rapidă a aplicaţiilor tehnicilor radiometrice în fotometrie. S-a considerat că redefinirea candelei, în raport cu wattul (o unitate de măsură bine cunoscută) ar oferi posibilitatea unui număr tot mai mare de laboratoare să-şi poată construi propriile standarde. După lungi discuţii, a şasesprezecea Conferinţă Internaţională de Măsuri şi Greutăţi din anul 1979 a adoptat următoarea definiţie a candelei:

Candela este intensitatea luminoasă într-o direcţie dată a unei surse care emite radiaţie monocromatică cu frecvenţa de $540 \cdot 10^{12}$ Hz şi care are o intensitate radiantă în acea direcţie de (1/683) W/sr. Frecvenţa de $540 \cdot 10^{12}$ Hz corespunde lungimii de undă de 555 nm.

Astfel definită candela reprezintă unitatea fundamentală în sistemul de unităţi SI aplicabilă mărimilor fotopice. Noua definiţie nu modifică mărimea candelei pentru vederea fotopică; pentru vederea scotopică ea a crescut cu aproape trei procente faţă de vechea valoare.

Ţinînd seama de definiţia eficienţei spectrale luminoase $K(\lambda)$ a fluxului radiant (vederea fotopică) la o lungime de undă dată,

$$K(\lambda)\ [\mathrm{lm/W}] = \frac{F_\lambda}{\Phi_{e,\lambda}},$$

valoarea maximă a funcţiei $K(\lambda)$ se obţine pentru lungimea de undă de 555 nm şi în conformitate cu noua definiţie a candelei are valoarea de 683 lm/W. Randamentul spectral luminos $V(\lambda)$ al fluxului radiant (vederea fotopică) se defineşte ca fiind raportul dintre eficienţa luminoasă corespunzătoare unei anumite lungimi de undă date şi eficienţa luminoasă egală cu 683 lm/W corespunzătoare lungimii de undă de 555 nm, adică

$$V(\lambda) = \frac{K(\lambda)}{683}.$$

Orice mărime fotometrică X_f (vedere diurnă) poate fi obţinută din mărimea radiometrică corespunzătoare X_e, folosind relaţia

$$X_f = \int_{380\ \mathrm{nm}}^{780\ \mathrm{nm}} X_{e,\lambda} \cdot V(\lambda) \cdot \mathrm{d}\lambda.$$

În funcţie de candelă se definesc unităţile derivate 1 lm = (1 cd) · (1 sr), 1 nt = (1 cd/(1m²) şi 1 lx = (1 cd) · (1 sr) · (1 m²). Alte relaţii

de legătură dintre diferitele unități derivate folosite în lume pentru măsurarea iluminării și luminozității sînt date în tabelele 1.2 și respectiv 1.3.

Tabelul 1.2

Echivalența unităților de iluminare

Unități	Echivalența			
	Lux	Phot	Miliphot	Foot-candelă
Lux	1	10^{-4}	10^{-1}	$929 \cdot 10^{-4}$
Phot	10^{4}	1	10^{3}	929
Miliphot	10	10^{-3}	1	$929 \cdot 10^{-3}$
Foot-candelă	10,76	$10,76 \cdot 10^{-4}$	$10,76 \cdot 10^{-1}$	1

Tabelul 1.3

Echivalența unităților de luminozitate

	Stilb	Lambert	Mililambert	Candelă/inch la pătrat	Foot-lambert
Stilb	1	3,142	3142	6,452	2919
Lambert	0,3183	1	1000	2,054	929
Mililambert	0,000318	0,001	1	0,00205	0,929
Candelă/inch la pătrat	0,1550	0,487	487	1	452
Foot-lambert	0,000342	0,001076	1,076	0,00221	1

Pentru alte unități de luminozitate se folosesc următoarele relații de transformare :

1 candelă/ 1 foot la pătrat = 3,142 foot-lambert ;

1 apostilb (unități internaționale) = 0,1 mililambert ;

1 apostilb (unități germane, Hefner) = 0,09 mililambert.

De asemenea, analiza făcută aici asupra definițiilor, simbolurilor și unităților de măsură ale mărimilor radiometrice și mărimilor fotometrice este prezentată schematic în tabelul 1.4.

1.3. LEGILE RADIAȚIEI TERMICE

Discuția pe care o vom face va fi limitată la radiația optică incoerentă (domeniile infraroșu, vizibil și ultraviolet), care satisface legile opticii geometrice. Radiația coerentă (de tipul radiației laser) necesită considerații suplimentare și nu va fi analizată; ea face obiectul lucrărilor consacrate special laserilor.

Tabelul 1.4

Mărimi radiometrice și fotometrice, simboluri, definiții și unități *

Mărimi radiometrice	Simbolul	Relația de definiție	Unități (SI)	Mărimi fotometrice	Simbolul	Relația de definiție	Unități (SI)
Energia radiantă	W_e	—	J	Cantitatea de lumină	Q	$Q = F\mathrm{d}t$	lm.s
Densitatea de energie radiantă	W_e	$w_e = \frac{\mathrm{d}W_e}{\mathrm{d}V}$	$J \cdot m^{-3}$	Densitatea de lumină	u	$u = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V}$	$lm \cdot s \cdot m^{-3}$
Fluxul radiant	Φ_e	$\Phi_e = \frac{\mathrm{d}W_e}{\mathrm{d}t}$	W	Fluxul luminos	F	$F = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}$	lumen (lm)
Iradianța	E_e	$E_e = \frac{\mathrm{d}\Phi_e}{\mathrm{d}S}$	$W \cdot m^{-2}$	Iluminarea	E	$E = \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}S}$	lux
Intensitatea radiantă	I_e	$I_e = \frac{\mathrm{d}\Phi_e}{\mathrm{d}\Omega}$	$W \cdot sr^{-1}$	Intensitatea luminoasă	I	$I = \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}\Omega}$	candela (cd)
Radianța	B_e	$B_e = \frac{\mathrm{d}I_e}{\mathrm{d}S_n}$	$W\ m^{-2} \cdot sr^{-1}$	Luminozitatea	B	$B = \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}S_n}$	$cd \cdot m^{-2}$
Transmitanța radiantă	τ	%	—	Transmitanța luminoasă	t	%	—
Reflectanța radiantă	ρ	%	—	Reflectanța luminoasă	r	%	—
Absorbanța radiantă	α	%	—	Absorbanța luminoasă	α	%	—
Emisivitatea radiantă	ε	%	—	Randamentul luminos	$K(\lambda)$	$K = \frac{F_\lambda}{\Phi_{e,\lambda}}$	—

* Mărimile radiometrice și mărimile fotometrice sînt corelate prin intermediul randamentului luminos, $K(\lambda)$; dacă R= mărimea radiometrică iar F = mărimea fotometrică, atunci $R = \int_0^\infty R_\lambda\, \mathrm{d}\lambda$, iar $F = \int_0^\infty R_\lambda \cdot K(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda$.

1.3.1. Radiația corpului negru

Un corp negru, ideal (un corp complet opac și fără reflexie în raport cu toate direcțiile și cu toate lungimile de undă ale radiației), radiază uniform în toate direcțiile, iar radianța spectrală $B_{e\lambda}$, este dată de *legea radiației* a lui Planck

$$B_{e\lambda} = 2c^2\, h\lambda^{-5}(e^{hc/\lambda kT} - 1)^{-1}\ \mathrm{W \cdot cm^{-3} \cdot sr^{-1}}, \tag{1.5}$$

sau

$$B_{e\nu} = 2c^{-2}h\nu^3(e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}\ \mathrm{W \cdot cm^{2} \cdot sr^{-1} \cdot s}, \tag{1.6}$$

unde k este constanta lui Boltzmann ($k = (1{,}38054 \pm 0{,}00006) \times \times 10^{-23}\mathrm{J \cdot K^{-1}}$), iar T este temperatura absolută a corpului negru.

Ecuațiile (1.5) și (1.6) sînt corelate cu ajutorul relației

$$\mathrm{d}B_e = B_{e\lambda}\mathrm{d}\lambda = B_{e\nu}\,\mathrm{d}\nu. \tag{1.7}$$

Făcînd schimbarea de notație $C_1 = hc^2$ și $C_2 = hc/k$, ecuația (1.5) se scrie

$$B_{e\lambda} = 2C_1\lambda^{-5}(e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1}\ \mathrm{W \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}}. \tag{1.8}$$

Cînd suprafețele se măsoară în centimetri pătrați, iar lungimile de undă se măsoară în micrometri (ca în cazul considerat de noi), se obține $C_1 = 5{,}95 \times \times 10^3\ \mathrm{W \cdot \mu m^4 \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1}}$ și $C_2 = 1{,}439 \times 10^4\ \mathrm{\mu m \cdot K}$, deci

$$B_{e\nu} = 10{,}9\,\lambda^{-5}\,(e^{1{,}439 \cdot 10^4/\lambda T} - 1)^{-1}\ \mathrm{W \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}}. \tag{1.9}$$

O altă formă de scriere a legii radiației, a lui Planck se obține făcînd înlocuirea $X = hc/\lambda kT = h\nu/kT =$ mărime adimensională, deci

$$\mathrm{d}B_e = \frac{2(kT)^4}{c^2h^3} \cdot \frac{X^3\,\mathrm{d}X}{(e^X - 1)}\ \mathrm{W \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1}}. \tag{1.10}$$

Valoarea maximă a radianței spectrale $B_{e\lambda}$, care depinde de lungimea de undă λ, se obține din condiția de maxim

$$\frac{\mathrm{d}B_{e\lambda}}{\mathrm{d}\lambda} = 0,$$

care definește ecuația transcendentă

$$\left(1 - \frac{X}{5}\right) e^X = 1,$$

a cărei soluție este

$$X = \frac{hc}{kT} \cdot \frac{1}{\lambda_m} = 4{,}965.$$

Valoarea maximă a radianței spectrale a corpului negru apare la lungimea de undă λ_m și la temperatura T a corpului negru, care satisfac condiția

$$\lambda_m \cdot T = \frac{hc}{4{,}965\,k} = 2897\ \mathrm{\mu m \cdot K}. \tag{1.11}$$

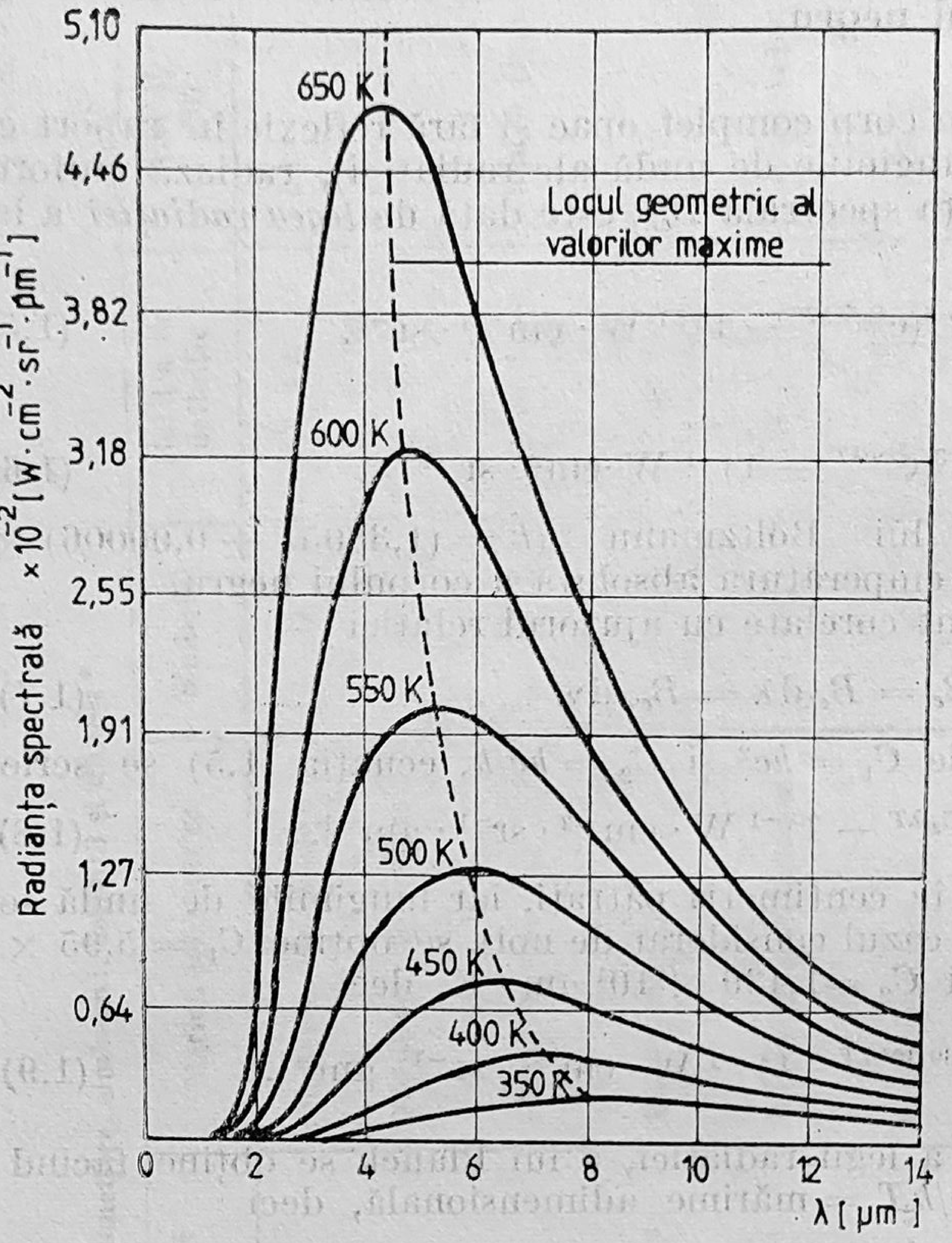


Fig. 1.2. Radianța spectrală a corpului negru (legea radiației, a lui Planck), în reprezentarea liniară

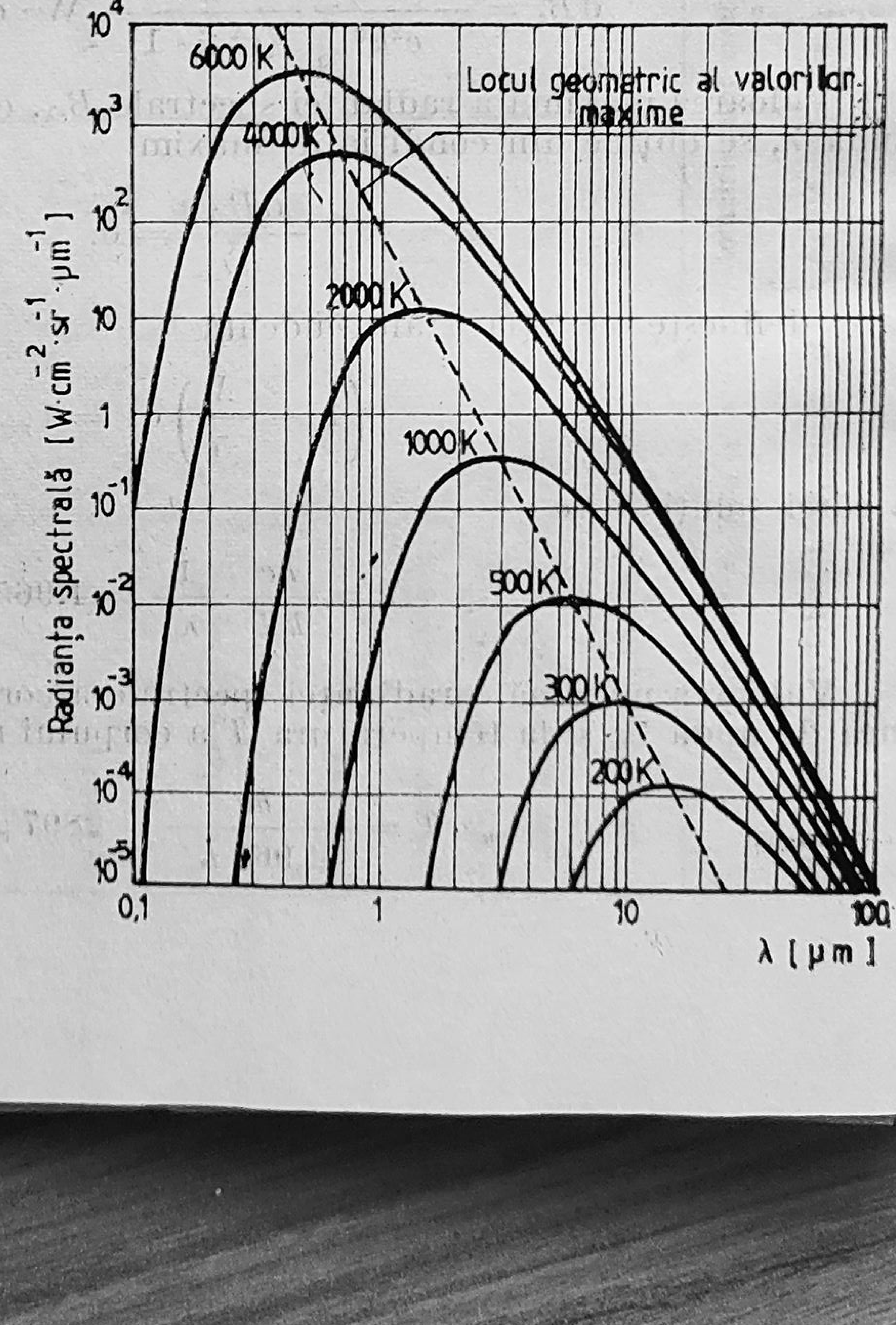


Fig. 1.3. Radianța spectrală a corpului negru (legea radiației, a lui Planck), în reprezentarea logaritmică

Ecuaţia (1.11) este cunoscută sub denumirea de *legea deplasării* a lui Wien.

Dependenţa funcţională a radianţei spectrale de lungimea de undă a radiaţiei corpului negru este arătată în figura 1.2. În aceeaşi figură este reprezentată, cu linie întreruptă, şi dependenţa funcţională corespunzătoare legii deplasării, a lui Wien. Pentru cazul lungimilor de undă mari şi temperaturilor mari cele două dependenţe funcţionale sînt reprezentate în figura 1.3.

Pentru a obţine valoarea frecvenţei ν_m, corespunzătoare valorii maxime a radianţei spectrale $B_{e\nu}$, dată de ecuaţia (1.6), se pune condiţia

$$\frac{dB_{e\nu}}{d\nu} = 0,$$

care defineşte ecuaţia transcendentă

$$\left(1 - \frac{X}{3}\right) \cdot e^X = 0,$$

a cărei soluţie este

$$X = \frac{h\nu_m}{kT} = 2{,}82.$$

Valoarea maximă a radianţei spectrale a corpului negru corespunde frecvenţei ν_m şi temperaturii T a corpului negru, care satisfac condiţia

$$\frac{\nu_m}{T} = 2{,}82\,\frac{k}{h}\,s^{-1}\cdot K^{-1}. \tag{1.12}$$

Combinînd ecuaţiile (1.11) şi (1.12), obţinem

$$\lambda_m \nu_m = 0{,}568\,c. \tag{1.13}$$

Vom reveni la forma (1.10) de scriere a legii radiaţiei, a lui Planck. În domeniul lungimilor de undă mici (domeniul frecvenţelor mari), unde $e^X \gg 1$, putem face aproximarea $X^3(e^X - 1)^{-1} \approx X^3 \cdot e^{-X}$, iar ecuaţia (1.10) conduce la *legea radiaţiei*, a lui Wien,

$$B_{e\lambda} = 2c^2h\lambda^{-5}e^{-hc/\lambda kT}, \quad \text{cînd} \quad \lambda T \ll hc/k. \tag{1.14}$$

În domeniul lungimilor de undă mari (domeniul frecvenţelor mici), putem face aproximaţia $(e^X - 1) \cong 1 + X + \ldots - 1 \approx X$, iar ecuaţia (1.10) conduce la *legea radiaţiei*, a lui Rayleigh-Jeans,

$$B_{e\lambda} \cong 2ckT\lambda^{-4}, \quad \text{cînd} \quad \lambda T \gg hc/k. \tag{1.15}$$

Aşadar, legea radiaţiei, a lui Planck, încorporează atît legea radiaţiei a lui Wien, cît şi legea radiaţiei a lui Rayleigh-Jeans. Felul în care legea radiaţiei a

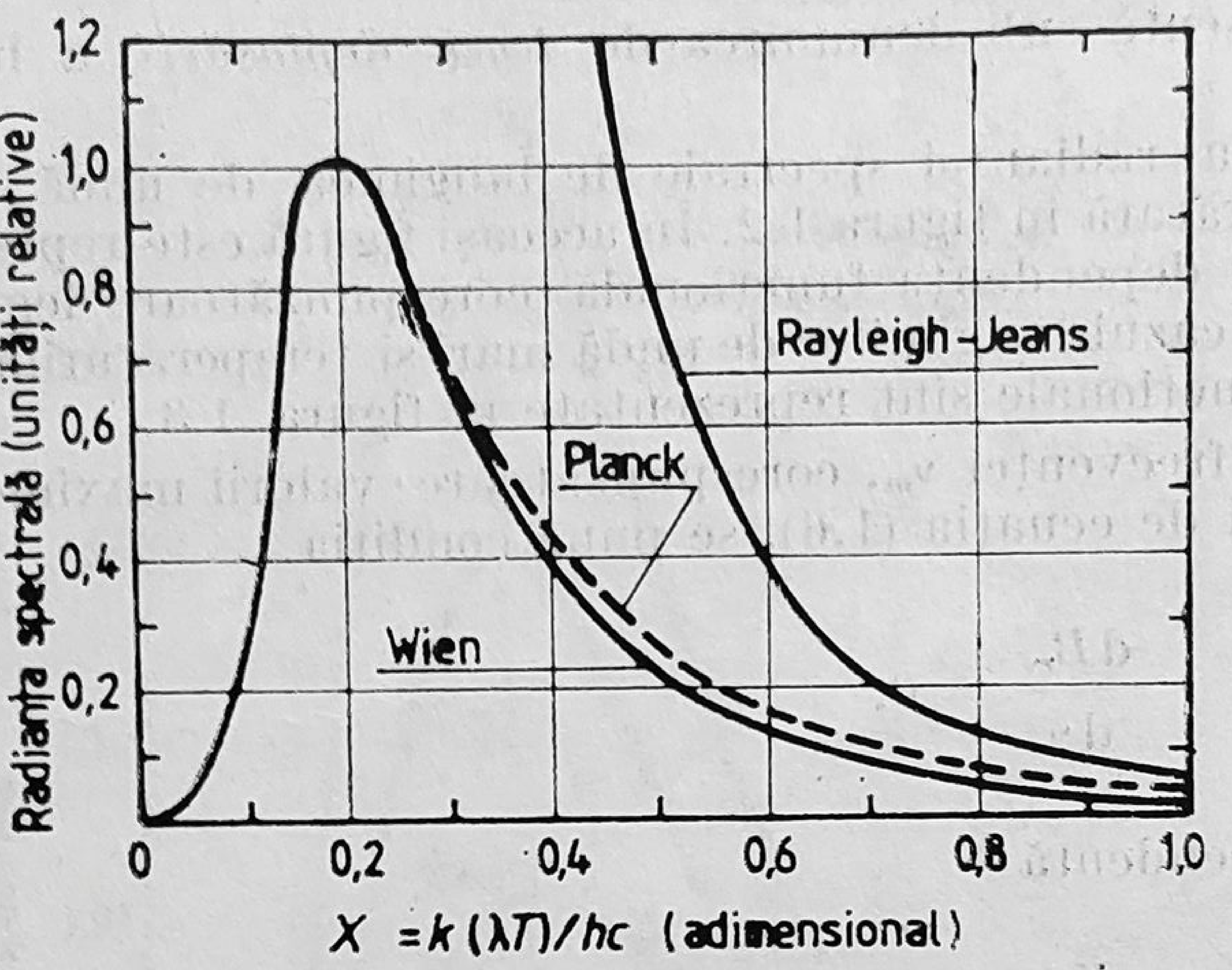


Fig. 1.4. Compararea legilor radiației, ale lui Planck, Wien și Rayleigh-Jeans (radianța spectrală a corpului negru)

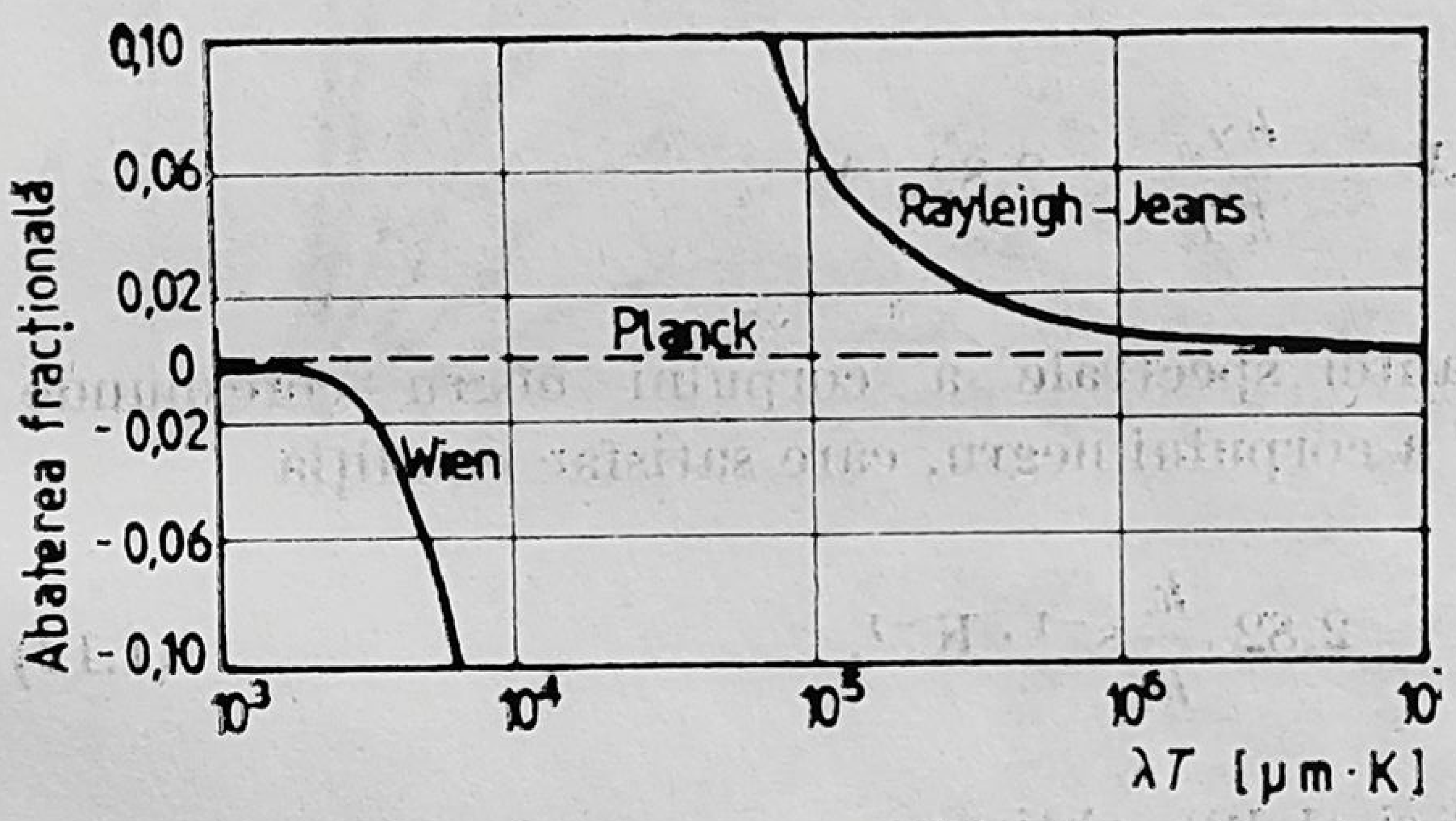


Fig. 1.5. Abaterea fracționară a legii radiației, a lui Wien, și a legii radiației, a lui Raylcigh-Jeans, de la legea radiației, a lui Planck, în cazul radianței spectrale a corpului negru. Expresia Wien aproximează expresia Planck cu o eroare de 1%, pînă la lungimea de undă $\lambda_m T < 2\,897$ μm · K, iar expresia Rayleigh-Jeans aproximează expresia Planck numai pentru lungimile de undă $\lambda_m T \gg 7{,}7 \cdot 10^5$ μm · K

lui Wien și legea radiației a lui Rayleigh-Jeans aproximează legea radiației a lui Planck este arătat în figurile 1.4 și 1.5.

Dacă integrăm ecuația (1.5) peste întregul domeniu al lungimilor de undă sau dacă integrăm ecuația (1.6) peste întregul domeniu al frecvențelor, obținem legea lui Ștefan-Boltzmann

$$B_e = (2\pi^4 k^4/15\,c^2h^3)\,T^4 = \sigma T^4$$

$$\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}. \quad (1.16)$$

Înlocuind în ecuația (1.5) pe λ_m cu expresia dată de relația (1.11), obținem expresia radianței spectrale maxime

$$B_e(\lambda_m) = \text{const} \cdot T^5;$$

$$\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}. \quad (1.17)$$

Observație. Radiația corpului negru a fost discutată în raport cu radianța B_e, deși mărimea fizică cea mai des folosită este probabil emitanța M_{ei}. În cazul corpului negru este însă indiferent care dintre cele două mărimi, radianța sau emitanța, este folosită, deoarece ele diferă doar prin factorul π.

Distribuția relativă a radiației corpului negru, la o temperatură T, dată, în funcție de lungimea de undă λ, este determinată de funcția $f(\lambda T)$, care rezultă din combinarea ecuațiilor (1.8) și (1.17) și care este de forma

$$f(\lambda T) = \frac{B_e(\lambda)}{B_e(\lambda_m)} = \text{const.}\ (\lambda T)^{-5} \cdot (e^{C_2/T} - 1)^{-1}. \quad (1.18)$$

Putem, de asemenea, să definim funcția de distribuție cumulativă normată, $F(\lambda T)$, sub forma

$$F(\lambda T) = \int_0^{\lambda T} f(\lambda T)\,d(\lambda T) \Big/ \int_0^{\infty} f(\lambda T)\,d(\lambda T), \quad (1.19)$$

care, pentru o valoare T, dată, este echivalentă cu

$$F(\lambda T) = \int_0^{\lambda} B_e(\lambda, T)\,\mathrm{d}\lambda \Big/ \int_0^{\infty} B_e(\lambda, T)\mathrm{d}\lambda = \int_0^{\infty} B_e(\lambda, T)\,\mathrm{d}\lambda / B_e(T), \tag{1.20}$$

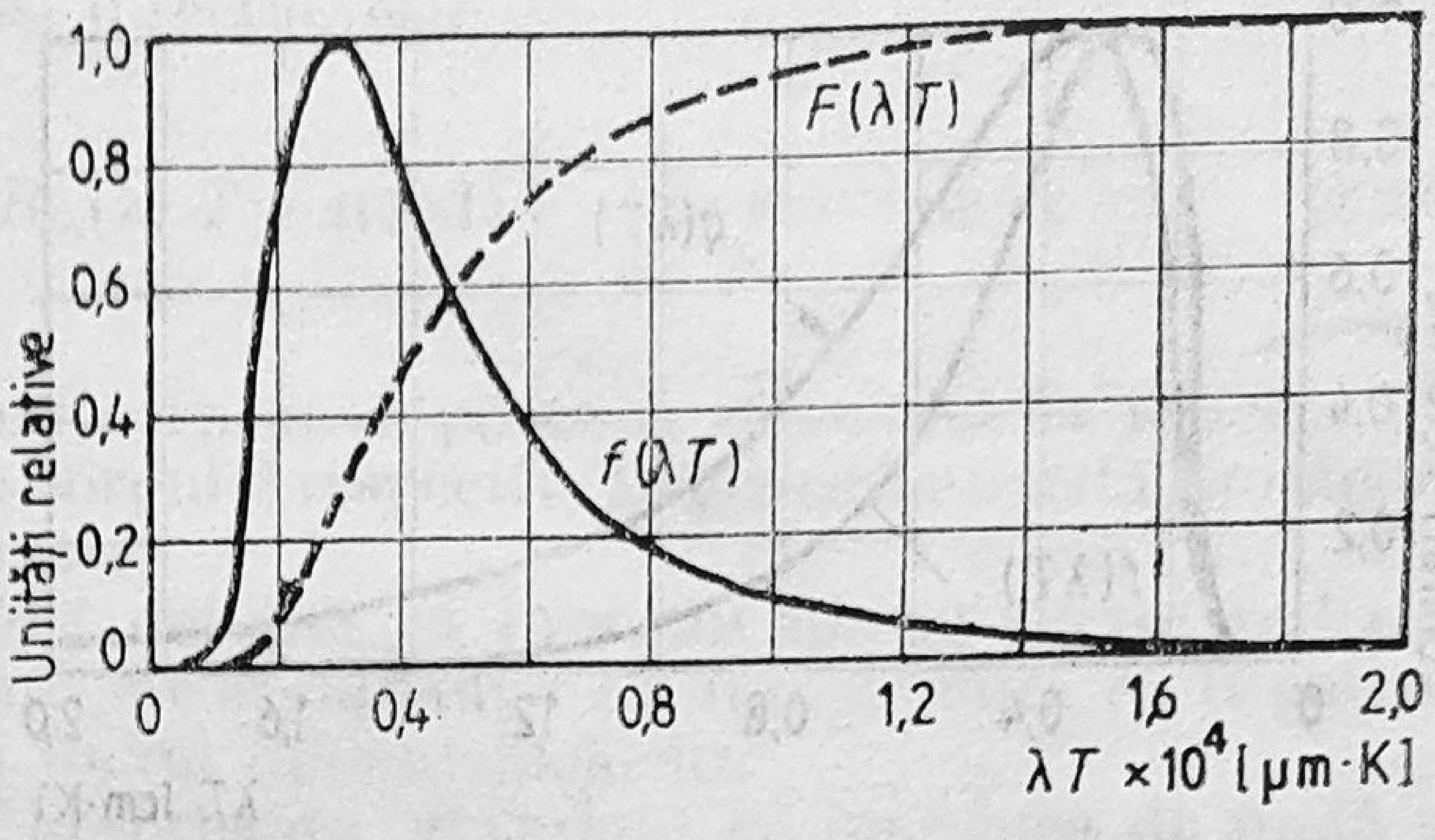


Fig. 1.6. Distribuţia radianţei spectrale universale (normalizată) a corpului negru şi distribuţia radianţei spectrale cumulative a corpului negru

Funcţia de distribuţie spectrală a radiaţiei, $f(\lambda T)$, şi funcţia de distribuţie cumulativă, $F(\lambda T)$, normate la unitate, sînt reprezentate în figura 1.6. Folosirea unor asemenea grafice, a tabelelor, a valorilor maxime ale radianţei spectrale sau radianţei totale în funcţie de temperatură reprezintă mijloace relativ simple de calculare a mărimilor radiometrice.

Unele dintre relaţiile prezentate, precum şi anumite tabele şi grafice din literatura ştiinţifică şi tehnică sînt date în raport cu energia cuantelor pe secundă şi nu în raport cu puterea radiaţiei, exprimată în watt. Aceste rezultate sînt folositoare în special atunci cînd se are în vedere interacţiunea radiaţiei cu materia. De exemplu, dacă în locul radianţei spectrale $B_{e\lambda}$ se foloseşte radianţa fotonică B_f, atunci ecuaţia (1.5) se scrie

$$B_{f\lambda} = \frac{\lambda}{hc} B_{e\lambda} = 2c\lambda^{-4}(e^{hc/\lambda kT} - 1)^{-1} \text{ cuante cm}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \tag{1.21}$$

Valoarea maximă a acestei radianţe fotonice (cuantice) spectrale se obţine din condiţia de maxim $\mathrm{d}B_{f\lambda}/\mathrm{d}\lambda = 0$, ceea ce conduce la soluţia

$$X = hc/\lambda_{fm} kT,$$

deci

$$\lambda_{fm} = \frac{hc}{3{,}921\,k} = 3669\ \mu m \cdot K. \tag{1.22}$$

Această expresie este *legea de deplasare a lui Wien*, scrisă în raport cu lungimea de undă λ_{fm} a radianţei cuantice spectrale maxime, la temperatura T a corpului negru.

Distribuţia spectrală relativă a acestei radiaţii fotonice a corpului negru poate fi descrisă în acelaşi mod ca distribuţia relativă a puterii radiante spectrale, dată de ecuaţiile (1.18), (1.19), (1.20) şi de figura 1.6, folosind noile funcţii

$$q(\lambda T) = B_f(\lambda T)/B_{f\lambda}(\lambda_{fm} T) = \text{const.}\,(\lambda T)^{-4}(e^{C_2/T} - 1)^{-1} \tag{1.23}$$

şi

$$Q(\lambda T) = \int_0^{\lambda T} q(\lambda T)\,\mathrm{d}(\lambda T) \Big/ \int_0^{\infty} q(\lambda T)\,\mathrm{d}(\lambda T). \tag{1.24}$$

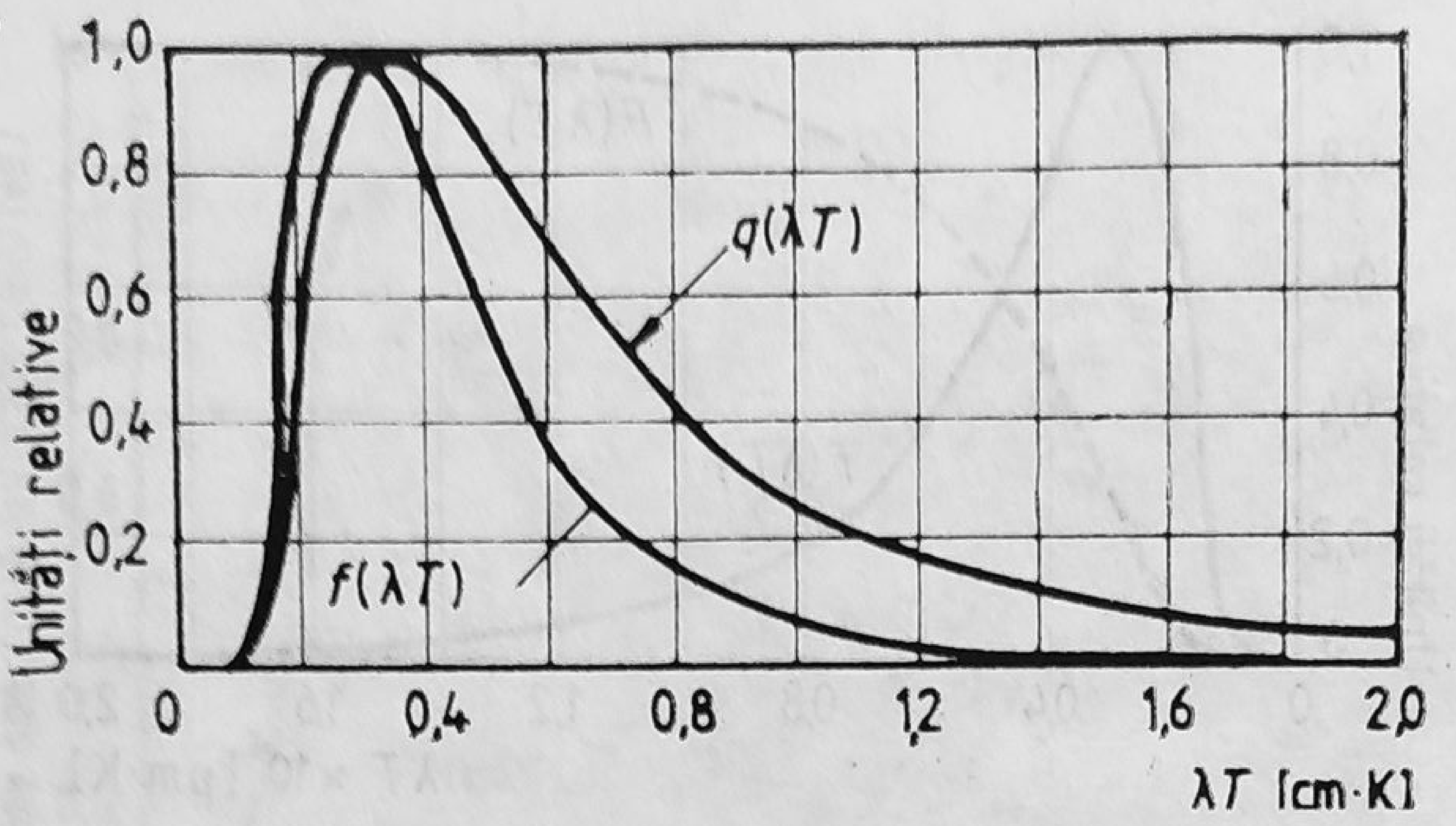


Fig. 1.7. Distribuţia radianţei spectrale universale (normalizată) a corpului negru, exprimată în funcţie de puterea absolută (watt) şi în funcţie de numărul de cuante (fotoni)

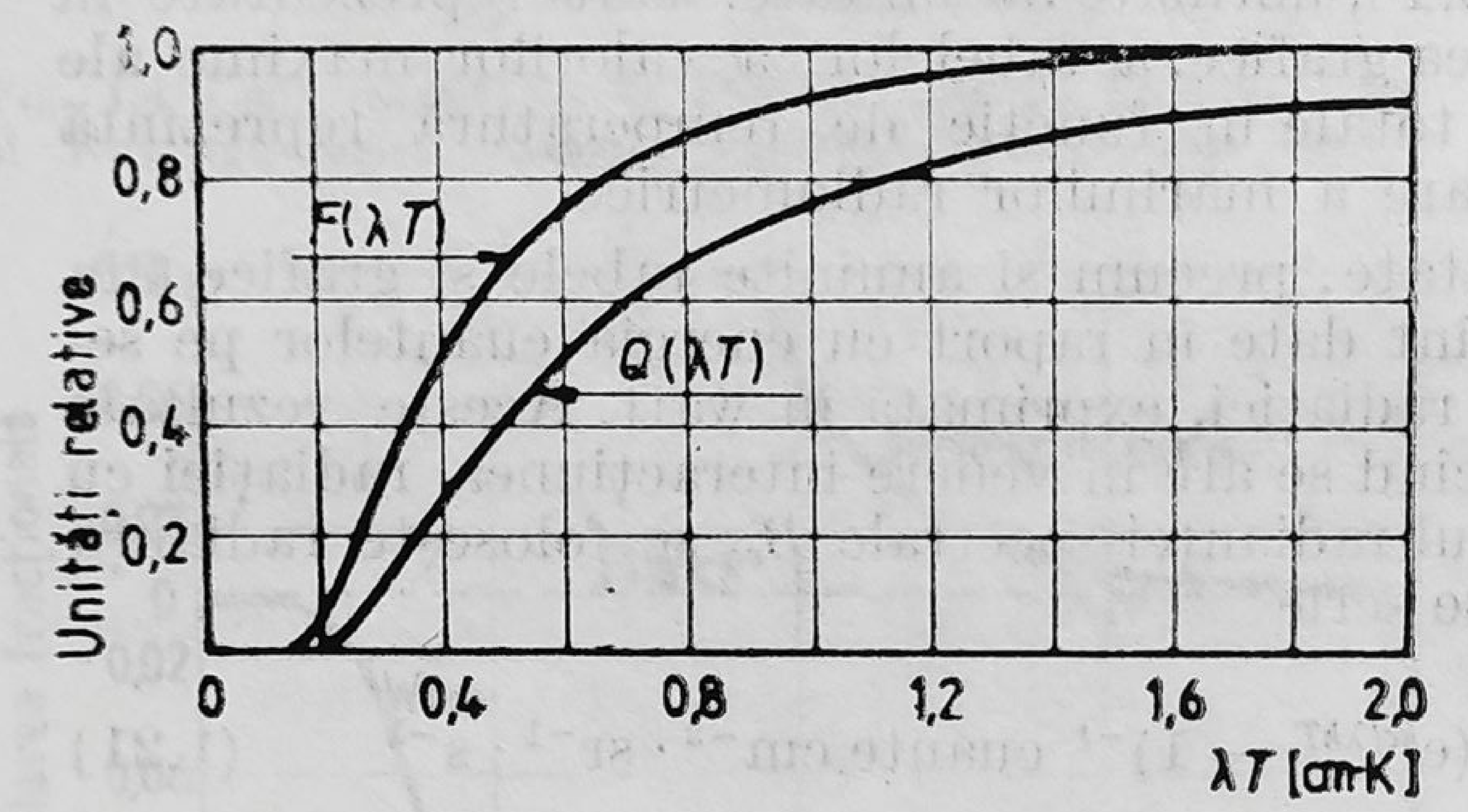


Fig. 1.8. Distribuţia radianţei spectrale cumulative universale (normalizată) a corpului negru, exprimată în funcţie de puterea absolută (watt) şi în funcţie de numărul de cuante (fotoni)

Compararea curbelor date de funcţiile de distribuţie $q(\lambda T)$ şi $f(\lambda T)$ este făcută în figura 1.7, iar compararea curbelor date de funcţiile de distribuţie $Q(\lambda T)$ şi $F(\lambda T)$ este făcută în figura 1.8.

1.3.2. Radiaţia corpului care nu este negru

Riguros vorbind, radiaţia corpului negru se realizează numai acolo unde există echilibru termic, în timp ce situaţiile reale, practice, implică emisia de radiaţie în condiţiile în care apare o anumită abatere de la echilibrul termic complet. Cu toate acestea situaţiile practice se analizează în raport cu condiţiile de echilibru termic aproximativ.

Radiaţia corpului negru, a cărui radianţă este dată de ecuaţia (1.5) sau de ecuaţia (1.6), care reprezintă legea radiaţiei a lui Planck, există în interiorul oricărei incinte complet închise, cu pereţii opaci, la temperatura T (incintă izotermă). Pentru extragerea radiaţiei, în pereţii oricărei astfel de incinte se face un mic orificiu, care devine sursa de radiaţie.

Deşi prezenţa orificiului perturbă echilibrul termic intern şi implicit caracterul riguros al radiaţiei corpului negru, în practică se consideră că radiaţia corespunde corpului negru.

Radiaţia corpului negru există în interiorul oricărui corp opac aflat la aceeaşi temperatură T, însă nu toată radiaţia trece prin suprafaţa corpului datorită imperfecţiunilor de transmitanţă ale acestuia. Fracţiunea din radiaţia corpului negru transmisă în exterior este dată de emisivitatea ε. Emisivitatea radiantă ε_λ este raportul dintre fluxul radiant, „emis" de un corp, şi fluxul radiant al unui corp negru, ideal, aflat la aceeaşi temperatură T. Dacă emisivitatea ε este constantă (nu depinde de lungimea de undă a radiaţiei), sursa de radiaţie se numeşte *corp cenuşiu*. În general însă emisivitatea depinde de lungimea de undă a radiaţiei. Astfel, radianţa spectrală $B_{e\lambda}$, emisă de un element de suprafaţă al unei surse de radiaţie, care este un corp opac în echilibru termic la temperatura T, în direcţia în care emisivitatea radiantă este $\varepsilon(\lambda)$, se scrie

$$B'_{e\lambda} = B_{e\lambda}(\lambda, T) \cdot \varepsilon(\lambda) \quad \mathrm{W \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}}, \tag{1.25}$$

iar radianța totală B'_e, în aceeași direcție, este

$$B'_e = \int_0^\infty B'_{e\lambda} \mathrm{d}\lambda = \int_0^\infty B_{e\lambda}(\lambda, T) \cdot \varepsilon(\lambda) \mathrm{d}\lambda \quad \mathrm{W \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1}}. \tag{1.26}$$

Emisivitatea radiantă a unui corp opac poate fi raportată la reflectanța radiantă și absorbanța radiantă a corpului respectiv. În general această problemă se analizează în condiții idealizate.

Reflectanța radiantă ρ a fost definită ca raportul dintre fluxul radiant reflectat și fluxul radiant incident, iar absorbanța α a fost definită ca raportul dintre fluxul radiant absorbit și fluxul radiant incident.

În general emisivitatea ε și absorbanța α variază cu lungimea de undă a radiației și cu direcția de observare. Legea radiației a lui Planck, ignoră însă variația direcțională a acestor mărimi, astfel încît

$$\varepsilon = \alpha = 1 - \rho. \tag{1.27}$$

Spre deosebire de corpurile opace, analizate pînă acum în această secțiune, pentru care transmitanța radiantă τ a fost considerată egală cu zero ($\tau = 0$), corpurile parțial transparente se caracterizează prin condiția

$$\tau \neq 0.$$

Pentru astfel de corpuri se realizează condiția

$$\varepsilon(\lambda, T) + \rho(\lambda, T) + \tau(\lambda, T) = 1. \tag{1.28}$$

Cînd $\tau = 0$, relația (1.28) se reduce la relația (1.27), iar cînd $\rho = 0$ (cazul corpurilor care nu reflectă radiația), se obține

$$\varepsilon(\lambda, T) = 1 - \tau(\lambda, T). \tag{1.29}$$

Corpurile gazoase de dimensiuni mari, cu $\tau(\lambda, T) = 0$ (corpuri opace), pentru care $\alpha(\lambda, T) = 1$, pot fi considerate corpuri negre cu o bună aproximație.

Cum am mai spus, situațiile reale, de interes practic, pot implica condiții de neechilibru termic, condiții pe care nu le-am luat în discuție. O analiză practică detaliată implică realizarea cel puțin a echilibrului termodinamic local, în care unui element de suprafață radiantă sau unui element de volum le putem atașa o temperatură T.

1.4. LEGILE FOTOMETRIEI

Ca disciplină care se bazează pe măsurarea anumitor mărimi fizice, fotometria implică cunoașterea a cel puțin două legi: legea inversului pătratului distanței și legea cosinusului. În afara lor, mai trebuie să cunoaștem legea combinată și legea lui Talbot.

1.4.1. Legea inversului pătratului distanței

Iluminarea unei suprafețe de către lumina provenită de la o sursă punctiformă variază invers proporțional cu pătratul distanței dintre sursa luminoasă

şi suprafaţa iluminată. Legea poate fi demonstrată relativ uşor, considerînd sursa punctiformă de lumină ca sursă a undelor sferice care diverg din centrul sursei. Suprafaţa sferică a unei unde care se îndepărtează de sursă creşte proporţional cu pătratul distanţei. Deoarece energia undei este uniform distribuită pe suprafaţă, densitatea de suprafaţă a energiei trebuie să varieze invers proporţional cu pătratul distanţei.

Legea inversului pătratului distanţei este corectă numai dacă dimensiunile sursei sînt mult mai mici decît distanţa de la sursă la suprafaţa iluminată. În practică această condiţie nu este satisfăcută în toate cazurile.

Exemplu. Să considerăm că sursa de lumină este un disc circular cu raza r. Fie S suprafaţa iluminată (considerată suficient de mică), aflată la distanţa R faţă de sursă, normală pe suprafaţă. Fluxul luminos F prin suprafaţa S este egal, conform legii enunţate, cu

$$F = \frac{\pi S B r^2}{R^2}, \tag{1.30}$$

unde B este luminozitatea. În realitate, fluxul luminos real prin suprafaţa S este dat de relaţia

$$F_{\text{real}} = \frac{\pi S B r^2}{r^2 + R^2}, \tag{1.31}$$

care diferă de relaţia de mai înainte cu factorul $R^2/(r^2 + R^2)$. Cele două relaţii sînt similare la limita $R \to \infty$. Ţinînd seama de legătura care există între intensitatea luminoasă I şi fluxul luminos F (vezi tabelul 1.4), rezultă că valoarea intensităţii luminoase, măsurată la o distanţă R finită, poate fi redusă la valoarea dată de legea inversului pătratului distanţei ($R \to \infty$) înmulţind cu factorul $(r^2 + R^2)/R^2$.

Exemplu. Să considerăm acum că sursa de lumină este o lampă fluorescentă de tipul celor folosite curent pentru iluminatul public, care poate fi presupusă ca un cilindru radiant cu raza r şi lungimea $2l$. Fie S elementul de suprafaţă aflat la distanţa R de axa de simetrie a cilindrului şi situat pe perpendiculara ce trece prin centrul cilindrului şi normal la aceasta. Radiaţia incidentă pe elementul de suprafaţă, provenită de la sursa cilindrică de lumină, este dată de (Hyde, 1906).

$$\frac{2B}{R}\left\{ r \cdot \operatorname{arc\,cos} \frac{R^2 - r^2 - l^2}{R^2 - r^2 + l^2} + l\left[\frac{q+1}{q} \operatorname{arc\,ctg} \left(\frac{p}{q}\right)^{1/2} - \right.\right.$$
$$\left.\left. - 2 \operatorname{arc\,ctg} p^{1/2} \right]\right\} \tag{1.32}$$

unde $p = (r + R)/(R - r)$ şi $q = [(r + R)^2 + l^2]/[(R - r)^2 + l^2]$.

În majoritatea situaţiilor raza r a sursei cilindrice de lumină este mult mai mică decît distanţa R, astfel încît lampa fluorescentă poate fi considerată ca o panglică cu lungimea $2l$ şi lăţimea $2r$, situaţie în care relaţia (1.32) devine

$$(2rB)/R[\operatorname{arc\,tg}(l/R) + lR/(l^2 + R^2)]. \tag{1.33}$$

Rezultatul care s-ar fi obţinut prin aplicarea legii inversului pătratului distanţei ar fi fost

$$\frac{4rlB}{R^2}. \tag{1.34}$$

Relaţia (1.33) diferă de relaţia (1.34) prin factorul

$$\frac{R}{2l}\left[\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{l}{R}\right)+\frac{lR}{(l^2+R^2)}\right],\tag{1.35}$$

deci valoarea intensităţii luminoase, măsurate la o distanţă R finită, poate fi corectată, pentru a obţine intensitatea luminoasă adevărată ($R \to \infty$), multiplicînd cu inversul factorului (1.35).

Ambele corecţii menţionate mai înainte reprezintă mai puţin de 1% cînd raportul l/R sau raportul r/R au valori mai mici decît 0,1. Această concluzie rezultă şi din curbele reprezentate în figura 1.9.

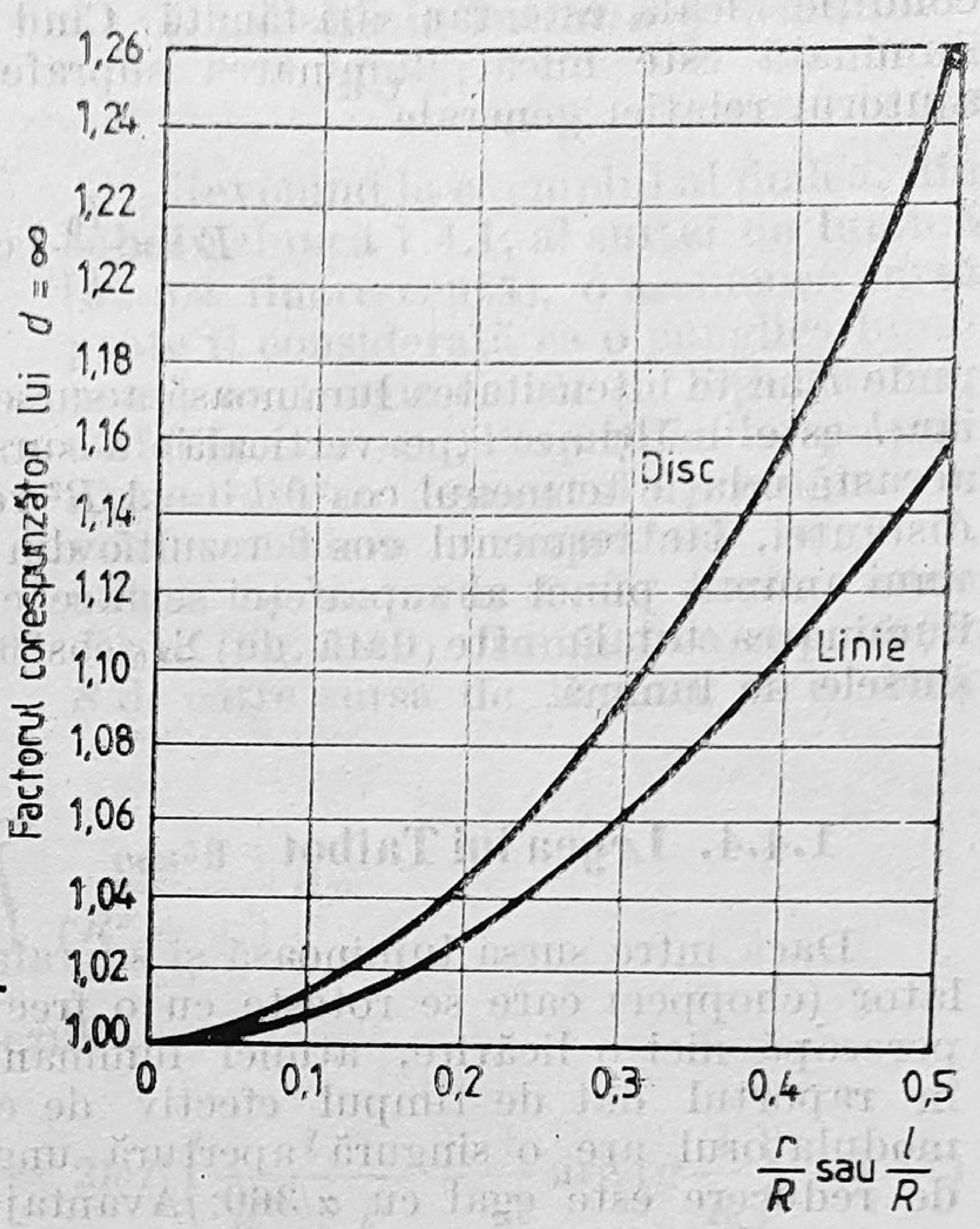


Fig. 1.9. Factorul folosit pentru obţinerea intensităţii luminoase (în luminări internaţionale), pentru $d = \infty$. Pentru a avea o eroare mai mică de 1%, trebuie să se folosească distanţe mai mari decît de zece ori dimensiunea maximă a sursei de lumină

1.4.2. Legea cosinusului (legea lui Lambert)

Energia luminoasă primită de o suprafaţă plană variază direct proporţional cu cosinusul unghiului format de normala la suprafaţă cu direcţia razei incidente. Legea poate fi demonstrată relativ uşor considerînd sursa punctiformă de lumină ca sursă a undelor sferice care diverg din centrul sursei. Deoarece direcţia de mişcare este tot timpul perpendiculară pe frontul de undă, rezultă că un element de suprafaţă oarecare poate primi energia numai proporţional cu proiecţia sa pe acea direcţie. Cu alte cuvinte, densitatea de suprafaţă a energiei primite de o astfel de suprafaţă este proporţională cu $\cos\theta$, unde θ este unghiul dintre normala la suprafaţă şi direcţia de propagare a undei incidente. Atîta timp cît se consideră lumina incidentă, legea cosinusului se aplică pentru orice suprafaţă plană.

Altă „lege a cosinusului" este numită după numele lui Lambert şi se aplică emisiei de lumină de către o suprafaţă perfect difuză (prin reflexie, transmisie sau autoluminozitate) şi poate fi enunţată astfel: *o suprafaţă perfect difuză este aceea pentru care intensitatea luminoasă, a oricărui element de suprafaţă, emisă în orice direcţie, variază direct proporţional cu cosinusul unghiului format de direcţia de emisie şi normala la suprafaţă emisivă.* În acest fel, intensitatea unităţii de suprafaţă proiectată este constantă, iar suprafaţa apare egal luminată, oricare ar fi direcţia de observare.

1.4.3. Legea combinată

Cele două legi de bază enunţate se aplică suprafeţelor plane numai dacă atît sursa de lumină cît şi suprafaţa sînt mici. În tehnica iluminatului această

condiţie ideală este rar satisfăcută. Cînd nu se poate considera că suprafaţa iluminată este mică, iluminarea suprafeţei respective trebuie calculată cu ajutorul relaţiei generale

$$E = \frac{I_0}{h^2} \cos^3 \theta, \tag{1.36}$$

unde I_0 este intensitatea luminoasă a sursei după direcţia definită de unghiul θ, iar h este înălţimea (pe verticală) a sursei faţă de suprafaţa iluminată. În această relaţie termenul $\cos^2\theta/h^2 = 1/R^2$ rezultă din legea inversului pătratului distanţei, iar termenul $\cos \theta$ rezultă din legea cosinusului. Dacă iluminarea unui anumit punct al suprafeţei se face cu mai multe surse de lumină, atunci iluminarea totală este dată de $\Sigma I_0 \cos^3\theta/h^2$, sumarea făcîndu-se peste toate sursele de lumină.

1.4.4. Legea lui Talbot

Dacă între sursa luminoasă şi suprafaţa iluminată se interpune un modulator (chopper) care se roteşte cu o frecvenţă dată astfel încît ochiul să nu perceapă nici o licărire, atunci luminanţa efectivă a suprafeţei este redusă în raportul dat de timpul efectiv de expunere supra timpul total. Dacă modulatorul are o singură apertură unghiulară egală cu α, atunci factorul de reducere este egal cu $\alpha/360$. Avantajul folosirii unui modulator în locul unui mediu absorbant este acela că reducerea fluxului luminos se face fără modificarea compoziţiei spectrale a radiaţiei luminoase. Atragem totuşi atenţia că folosirea unui modulator trebuie făcută cu multă grijă pentru a evita efectele stroboscopice.

1.5. DEFINIŢII FOTOMETRICE MAI IMPORTANTE

În cadrul limbajului fotometric introdus pînă acum mai apar şi denumirile de suprafaţă uniform difuză, suprafaţă reflectătoare uniform difuză, linie infinită, plan infinit, luciu etc., ale căror semnificaţii dorim să le prezentăm în continuare.

1.5.1. Reflexia difuză

Suprafaţa uniform difuză se defineşte ca acea suprafaţă care emite lumina în conformitate cu legea cosinusului. Similar, suprafaţa reflectătoare uniform difuză se defineşte ca suprafaţa care redistribuie lumina incidentă pe ea, astfel încît oricare ar fi distribuţia direcţională a luminii incidente, lumina reflectată de orice element de suprafaţă să satisfacă legea cosinusului, ceea ce face ca întreaga suprafaţă să apară egal luminată din toate direcţiile de observare. Dacă iluminarea incidentă este E[lm/m²], suprafaţa reflectătoare uniform difuză reflectă ρE[lm/m²] şi are o luminanţă B egală cu $\rho E/\pi$ [cd/m²].

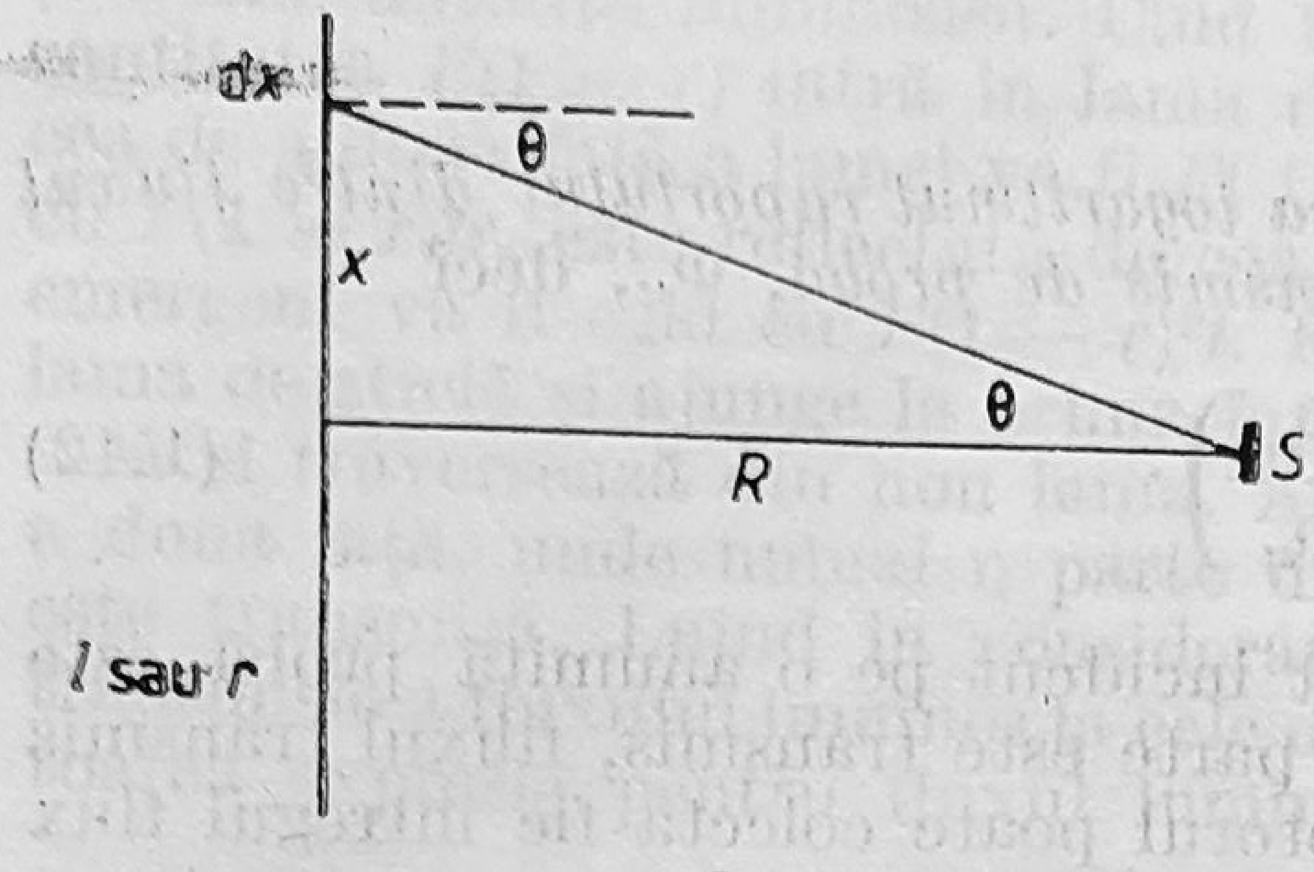


Fig. 1.10. Diagrama unei surse de radiație, liniare

1.5.2. Linia infinită și planul infinit

Revenind la exemplul al doilea, din subdiviziunea 1.4.1, al sursei de lumină (lampa fluorescentă), o asemenea sursă poate fi considerată ca o panglică luminoasă cu lungimea $2l$ și lățimea $2w$, astfel încît $w \ll l$. Perpendicular pe mediana dusă pe segmentul de lungime $2l$ vom considera o suprafață mică S, aflată la distanța R de sursă, unde $R \gg w$ (fig. 1.10). Iluminarea suprafeței S de către sursa de lumină este dată de relația

$$E = 4wB \int_{x=0}^{x=l} \frac{\cos^2\theta}{(R^2 + x^2)} \mathrm{d}x.$$

Deoarece $\cos\theta = R/(R^2 + x^2)^{1/2}$, rezultă

$$E = 4wB \int_{x=0}^{x=l} \frac{R^2}{(R^2 + x^2)^2} \mathrm{d}x = 2wB\left(\frac{l}{R^2 + l^2} + \frac{1}{R} \operatorname{arc\,tg} \frac{l}{R}\right). \quad (1.37)$$

La limita $l \to \infty$ se obține iluminarea $E_{l=\infty}$, datorată sursei liniare infinite, dată de expresia

$$E_{l=\infty} = \pi wB/R. \quad (1.38)$$

Revenind acum la primul exemplu, din subdiviziunea 1.4.1, al sursei de lumină (tip disc circular de rază r), vom considera că suprafața S, mică, se află la distanța R de sursă și perpendicular pe perpendiculara dusă în centrul discului circular. Iluminarea suprafeței S de către sursa de lumină de tipul discului circular este dată de expresia

$$E = 2\pi B \int_{x=0}^{x=r} \frac{\cos^2\theta}{R^2 + x^2} x\mathrm{d}x. \quad (1.39)$$

Deoarece $\cos\theta = R/(R^2 + x^2)^{1/2}$, rezultă

$$E = 2\pi B \int_{x=0}^{x=r} \frac{R^2 x\,\mathrm{d}x}{(R^2 + x^2)^2} = \pi B\left(1 - \frac{R^2}{R^2 + r^2}\right) = \frac{\pi B r^2}{r^2 + R^2}. \quad (1.40)$$

La limita $r \to \infty$ se obține iluminarea $E_{r=\infty}$, datorată sursei plane infinite, dată de expresia

$$E_{r=\infty} = \pi B. \quad (1.41)$$

Expresiile (1.37) și (1.40) reprezintă formule practice de calcul al iluminării micilor suprafețe de către sursele de lumină liniare și, respectiv, circulare.

1.5.3. Densitatea

În general, *densitatea D se definește ca logaritmul raportului dintre fluxul radiant incident,* Φ_{e0}, *și fluxul radiant transmis de probă,* Φ_{et}, deci

$$D = \lg\left(\frac{\Phi_{e0}}{\Phi_{et}}\right). \tag{1.42}$$

În general, o parte din fluxul radiant incident pe o anumită probă este reflectat, o parte este absorbit, iar o altă parte este transmis, fluxul transmis fiind adesea împrăștiat. În practică receptorul poate colecta fie întregul flux transmis, fie numai o parte din fluxul transmis, în funcție de natura receptorului și de poziția sa față de probă. De asemenea, în absența probei receptorul poate colecta fie numai o parte din fluxul incident, fie întregul flux incident.

Pentru stabilirea etalonului de densitate trebuie specificate caracteristicile geometrice ale sistemului optic folosit. Modificări de aranjament geometric în cadrul sistemului optic conduc la mai multe tipuri geometrice de densități, care, în general, determină valori numerice diferite ale densității. În mod obișnuit se cunosc trei tipuri geometrice de densități și anume densitatea difuză, densitatea regulată și densitatea dublu-difuză.

Densitatea difuză se obține atunci cînd fluxul radiant incident este normal de probă și cînd întregul flux transmis este colectat și uniform evaluat, sau atunci cînd fluxul incident este perfect difuz și cînd componenta regulată transmisă este colectată și evaluată.

Densitatea regulată se obține atunci cînd fluxul radiant incident este normal pe probă și cînd numai componenta normală a fluxului transmis este colectată și evaluată.

Densitatea dublu-difuză se obține atunci cînd fluxul radiant incident este complet difuz și cînd întregul flux transmis este colectat și evaluat.

Conceptul de densitate transmisă poate fi aplicat și fasciculului reflectat. Pentru compararea rezultatelor obținute cu diferite aparate, trebuie specificate corect dependența fasciculului incident și fasciculului măsurat, de caracteristicile geometrice ale sistemului optic. De exemplu, în cazul folosirii hîrtiei fotografice ca receptor, se obișnuiește să se specifice că lumina incidentă se află la 45°, iar suprafața este privită normal.

1.5.4. Luciul

Limbajul obișnuit al oamenilor include acest termen fără însă să se cunoască adevărata sa semnificație. *Luciul poate fi definit prin gradul în care o anumită suprafață simulează o oglindă perfectă în raport cu capacitatea de a reflecta lumina incidentă.* Altfel spus, luciul reprezintă capacitatea unei anumite suprafețe de a reflecta lumina. Această proprietate a suprafețelor este caracterizată prin adjectivul lucitor și determină apariția lucioasă a suprafețelor.

1.5.5. Transmitanța sistemelor optice

Pentru înțelegerea mecanismului de transmitere a luminii prin diferite materiale optice, vom considera o lamă de sticlă transparentă, așezată în fața unei surse de lumină. Fie F fluxul incident de lumină, r reflectanța luminoasă

şi t transmitanţa luminoasă. Cînd fluxul incident F cade pe lama de sticlă, cantitatea $F(1 - r)$ intră în lama de sticlă. Fluxul luminos care va ajunge la cea de-a doua faţă a lamei va fi $F(1-r)t$; o parte din acest flux luminos, egală cu $F(1 - r)tr$, este reflectată de cea de-a doua faţă a lamei, iar fluxul luminos emergent va fi egal cu $F(1 - r)^2t$. Fluxul reflectat de a doua faţă traversează lama de sticlă şi ajunge la prima faţă, unde cantitatea $F(1 - r)r^2t^2$ este reflectată şi traversează din nou lama. Această cantitate de flux luminos ajunge la a doua faţă, unde numai o parte din fluxul luminos, egală cu $F(1 - r)^2r^2t^3$, este transmisă. Luînd în consideraţie fenomenele repetate de reflexie şi de transmisie a fluxului luminos la cele două feţe ale lamei de sticlă, obţinem următoarea expresie pentru fluxul luminos F_t transmis prin lamă

$$F_t = F(1 - r)^2(t + r^2t^3 + r^4t^5 + \dots) = \frac{F(1 - r)^2 t}{1 - r^2t^2}. \tag{1.43}$$

Pentru o lamă de sticlă cu $r = 0{,}04$ şi $t = 0{,}9$, obţinem $F_t = 0{,}83$ F. Considerînd cazul idealizat în care $r = 0$ şi $t = 0{,}98$, vom obţine $F_t = 0{,}98$ F.

Pentru determinarea transmitanţei t a unei lentile sau a unui sistem optic oarecare, metoda cea mai directă pe care o recomandăm este de a măsura luminanţa B_t a imaginii formată de sistem cînd obiectul este o suprafaţă difuză întinsă, cu luminanţa B cunoscută. Transmitanţa este dată de expresia $t = B_t/B$. Experimentul trebuie condus cu grijă, astfel încît lumina directă să nu fie inclusă în măsurare (în prezenţa sistemului optic). Deoarece evitarea luminii directe este o problemă dificilă, experimentul poate fi modificat în consecinţă. Se formează imaginea sursei de lumină (care trebuie să fie cît mai intensă) pe un ecran în care se practică un mic orificiu. Se formează imaginea orificiului pe suprafaţa detectorului cu ajutorul sistemului optic căruia vrem să-i determinăm transmitanţa şi se măsoară iluminarea E_1 a imaginii finale. Se înlătură sistemul optic şi se măsoară iluminarea E_2 a suprafeţei receptorului, ca rezultat al luminii provenite direct de la orificiul practicat în ecran. Raportul E_1/E_2 este egal cu produsul dintre transmitanţa sistemului optic şi factorul de lentilă al sistemului, care poate fi calculat din dimensiuni.

1.6. PRINCIPIILE COLORIMETRIEI

Colorimetria, ca şi fotometria, implică evaluarea fluxului radiant în funcţie de sensibilitatea spectrală a ochiului uman. În timp ce în fotometrie, pentru evaluarea intensităţii luminoase a unei surse de lumină, era nevoie numai de o singură funcţie spectrală ponderată, colorimetria implică trei funcţii ponderate pentru evaluarea intensităţii luminoase şi cromaticităţii. Înainte de a introduce aceste funcţii, se impun cîteva consideraţii asupra mărimilor folosite în colorimetrie.

1.6.1. Mărimile psihologice în colorimetrie

Lumina cu o distribuţie spectrală dată va produce unui observator normal o senzaţie de culoare specifică. Reciproca acestei afirmaţii nu este adevărată, în sensul că o anumită senzaţie de culoare poate fi produsă de o infinitate de distribuţii spectrale. De aici concluzia că, deşi culoarea este legată direct de spec-

trul de radiaţie, ea are o existenţă independentă de acest spectru. Acest aspect al culorii, care nu priveşte compoziţia spectrală, ci este legat exclusiv de senzaţie, se numeşte *aspect psihologic*. În această secţiune vom avea în vedere numai acest aspect psihologic al culorii. Analiza legăturilor care există între compoziţia spectrală şi senzaţie se numeşte psihofizică şi va fi tratată în secţiunea 1.6.2.

La baza analizei psihologice a culorii stau cele patru legi ale lui Grassmann (Levi, 1968).

1. Ochiul uman poate distinge numai trei tipuri de variaţii ale culorii, exprimate ca nuanţă, strălucire şi saturaţie.
2. Dacă într-un amestec de două culori inegale proporţia este schimbată constant, culoarea amestecului se schimbă.
3. Rezultatul care se obţine prin amestecarea luminilor a două culori este acelaşi, independent de compoziţiile spectrale ale celor două culori din amestec.
4. Fluxul luminos rezultat din combinarea a două lumini este egal cu suma fluxurilor luminoase ale componentelor.

În special cea de a treia lege a lui Grassmann este cea care determină aspectele pur psihologice de investigare, independent de consideraţiile spectrale.

Prima lege a lui Grassmann ne permite să reprezentăm culoarea în spaţiul tridimensional alegînd ca axe ale sistemului de coordonate nuanţa, strălucirea şi saturaţia.

Nuanţa sau tonalitatea cromatică reprezintă acel atribut al senzaţiei vizuale care se modifică atunci cînd culoarea variază de la albastru la verde sau de la roşu la purpuriu. Ea permite denumirea unei culori.

Saturaţia reprezintă acel atribut al senzaţiei vizuale care permite deosebirea a două culori de luminozităţi şi tonalităţi cromatice identice. Ea descreşte pe măsură ce culoarea se apropie de cenuşiu.

Strălucirea (sau luminozitatea) este acel atribut al senzaţiei vizuale potrivit căruia suprafaţa unui corp pare că emite mai multă sau mai puţină lumină. Ea este o măsură a mărimii senzaţiei totale. În cazul în care se analizează culoarea unui obiect autoluminos, mărimea implicată este *luminanţa*. În cazul culorilor suprafeţelor, cea de a treia dimensiune se numeşte *strălucire*, iar în cazul culorilor volumelor transparente ea se numeşte *claritate* şi este o măsură a transmitanţei luminoase.

În mod convenţional aceste trei coordonate — *strălucirea*, *nuanţa* şi *saturaţia* — sînt reprezentate în sistemul de coordonate cilindrice, în care strălucirea defineşte axa verticală, nuanţa defineşte unghiul azimutal θ, iar saturaţia defineşte distanţa radială faţă de axă. În acest aranjament albul se află la partea superioară a axei, negrul se află la partea inferioară a axei, iar cenuşiul indiferent apare de-a lungul axei. Roşul poate fi la $\theta = 0$, verdele la $\theta = \pi$, albastrul la $\theta = \frac{1}{2}\pi$, iar galbenul la $\theta = \frac{3}{2}\pi$. Puritatea acestor culori creşte cînd distanţa faţă de axă creşte (fig. 1.11 a).

Se mai poate folosi şi sistemul cartezian de coordonate, în care cele trei axe sînt alb-negru, roşu-verde şi albastru-galben (fig. 1.11 b). În această reprezentare negativul albului este negrul, negativul roşului este verdele, iar negativul albastrului este galbenul. Locurile geometrice ale celor trei axe sînt deci următoarele :

1) strălucirea : alb, prin cenuşiu, către negru ;
2) senzaţia de galben : roşu, prin cenuşiu, către verde ;
3) senzaţia de roşu : galben, prin cenuşiu, către albastru.

Motivul pentru care verdele se numeşte „roşu negativ" se bazează pe observaţia că lumina roşie poate fi schimbată în lumină albă sau cenuşie (neutră)

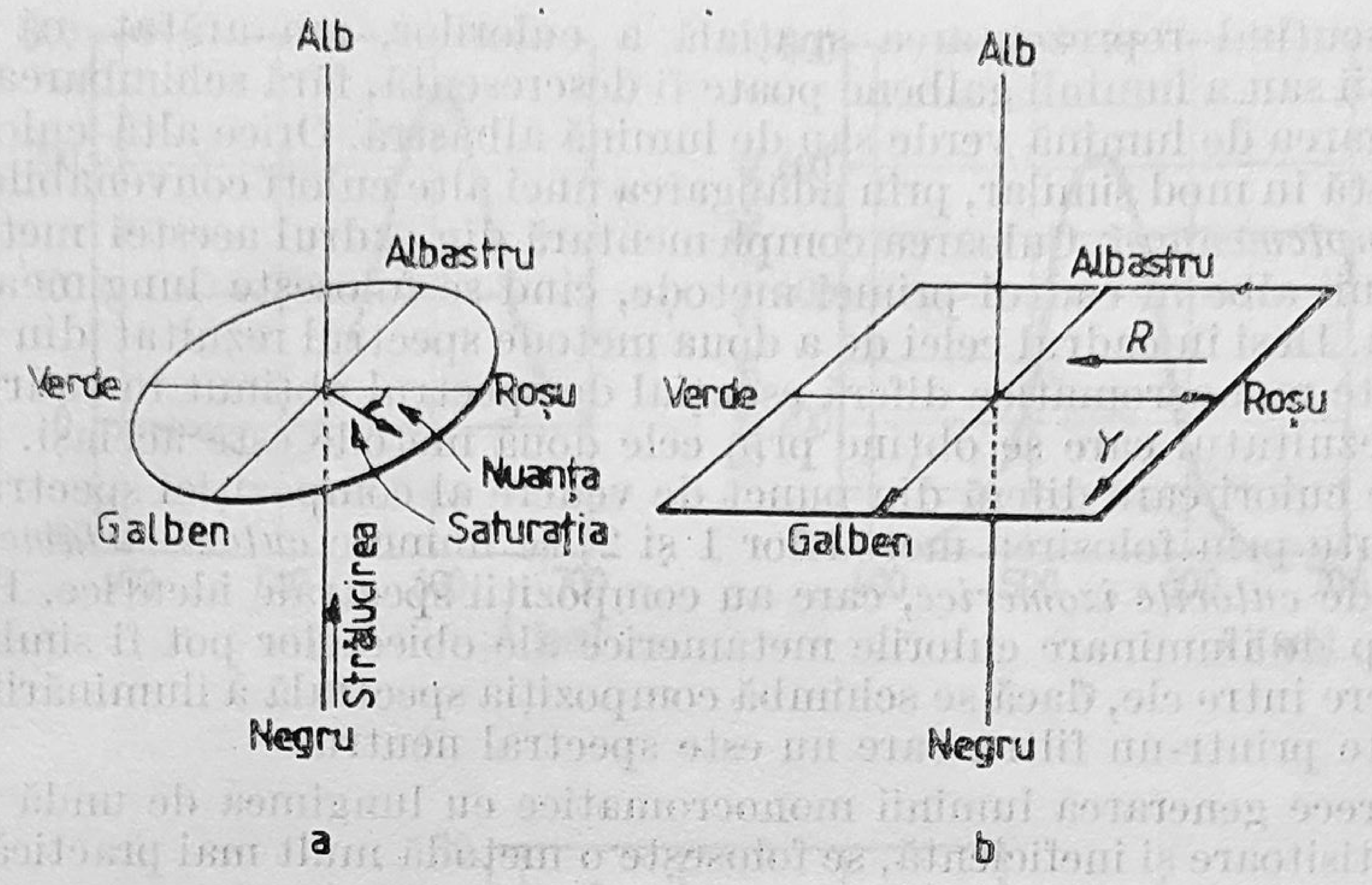


Fig. 1.11. — Reprezentarea spațială a culorilor; a — coordonate cilindrice, b — coordonate carteziene

adăugind lumină verde. Adăugarea de verde va reduce senzația de roșu la zero. Albastrul este galben negativ din aceleași motive.

Mai general, dacă roșului îi este adăugată o cantitate mică de lumină verde, senzația de roșu a luminii se reduce, lumina devine mai puțin saturată apropiindu-se continuu de lumina neutră, pe măsură ce se adaugă lumină verde. Această cale este indicată în figura 1.11 b prin săgeata R. Adăugind roșului lumină galbenă, culoarea trece spre portocaliu, așa cum indică săgeata *Y*. Toate celelalte linii și saturații sînt generate similar, prin adăugarea sau scăderea de roșu sau de galben.

Poziția unei culori într-un plan perpendicular pe axa strălucirii se numește *cromaticitate*. Ea este o mărime bidimensională și poate fi specificată, de exemplu, în funcție de senzația de roșu sau de senzația de galben sau în funcție de puritate și de saturație.

1.6.2. Aspecte psihofizice ale culorii. Culoarea ca o funcție de compoziția spectrală

Am remarcat că senzația unei anumite culori poate fi generată printr-o multitudine de compoziții spectrale. Vom prezenta două metode de obținere a unei anumite culori.

1. Metoda cea mai simplă de obținere a unei culori oarecare constă în selectarea, dintr-un spectru continuu, a luminii monocromatice care are nuanța asemănătoare cu cea a luminii de probă și din adăugarea de lumină albă pînă ce se obține saturația asemănătoare cu a luminii de probă. Luminanța poate fi mărită sau micșorată pînă cînd corespunde cu cea a probei. Lungimea de undă a culorii spectrale pure, a cărei puritate este la fel cu puritatea culorii de probă se numește *lungime de undă dominantă*. Metoda descrisă poate fi folosită pentru obținerea oricărei culori a spectrului. Culoarea purpurie poate fi generată analog, substituind, pentru lumina monocromatică, un amestec potrivit de culoare roșie și culoare violetă de la extremitățile spectrului.

2. Discutînd reprezentarea spațială a culorilor, am arătat că saturația luminii roșii sau a luminii galbene poate fi descrescută, fără schimbarea nuanței, prin adăugarea de lumină verde sau de lumină albastră. Orice altă culoare poate fi desaturată în mod similar, prin adăugarea unei alte culori convenabile, numită *culoare complementară*. Culoarea complementară din cadrul acestei metode joacă rolul luminii albe în cadrul primei metode, cînd se folosește lungimea de undă dominantă. Deși în cadrul celei de a doua metode spectrul rezultat din cele două componente monocromatice diferă esențial de spectrul obținut în cadrul primei metode, rezultatul care se obține prin cele două metode este același. Astfel de perechi de culori care diferă din punct de vedere al compoziției spectrale (culorile obținute prin folosirea metodelor 1 și 2) se numesc *culori metamerice*, spre deosebire de *culorile izomerice*, care au compoziții spectrale identice. Pentru un anumit tip de iluminare culorile metamerice ale obiectelor pot fi similare, însă pot să difere între ele, dacă se schimbă compoziția spectrală a iluminării sau cînd sînt privite printr-un filtru care nu este spectral neutru.

Deoarece generarea luminii monocromatice cu lungimea de undă variabilă este și costisitoare și ineficientă, se folosește o metodă mult mai practică, numită colorimetrie tricromatică.

Colorimetria tricromatică. Folosind trei surse de lumină cu nuanțe diferite se poate genera continuu o gamă tridimensională de culori prin amestecul acestora în cantități corespunzătoare. Metoda poartă numele de colorimetrie tricromatică.

Cele trei culori folosite în colorimetria tricromatică pentru generarea unei culori de probă, dată, se numesc *culori primare*, iar cantitatea dintr-o anumită culoare primară care se folosește definește *coeficientul tricromatic* corespunzător. Menționăm totuși că trei culori primare nu pot fi folosite pentru generarea tuturor valorilor de cromaticitate.

Cînd culoarea de probă se află în afara gamei de culori care poate fi produsă cu ajutorul a trei culori primare, potrivirea de culoare se realizează prin adăugarea unei anumite cantități de culoare primară probei.

Pentru exemplificare, vom considera modul de generare a culorilor spectrale pure folosind trei radiații monocromatice primare cu lungimile de undă egale cu 650 nm (roșu), 530 nm (verde) și 425 nm (violet). În figura 1.12 a se arată cantitatea de roșu primar necesară generării fiecărei nuanțe spectrale pure. În figurile 1.12 b și 1.12 c sînt reprezentate cantitățile care corespund verdelui primar și, respectiv, violetului primar. Numărul de lumeni specificat corespunde generării unei culori de 1 W lumină monocromatică la lungimea de undă indicată pe abscisă.

Deoarece s-au folosit culori primare reale, trebuie să ne așteptăm ca în exemplul nostru să apară și valori negative ale coeficienților tricromatici, cum se poate vedea din figurile 1.12 a și 1.12 c.

Pentru definirea culorilor primare nu trebuie să ne limităm numai la culorile reale. Cu alte cuvinte, putem combina atît luminanțele pozitive cît și cele negative (negativul fiind cantitatea care se adaugă probei și nu luminii care se generează). Prin urmare, teoretic, pot să apară și culori primare care nu există, așa-numitele culori primare imaginare. De exemplu, dintr-o combinație a unei cantități pozitive de radiație roșie 650 nm și a unei cantități negative de radiație verde-albastru 490 nm, obținem culoarea primară „mai roșu ca roșu", care este o culoare imaginară. Legea a patra a lui Grassmann ne permite să formulăm astfel de culori primare imaginare care au luminanța egală cu zero.

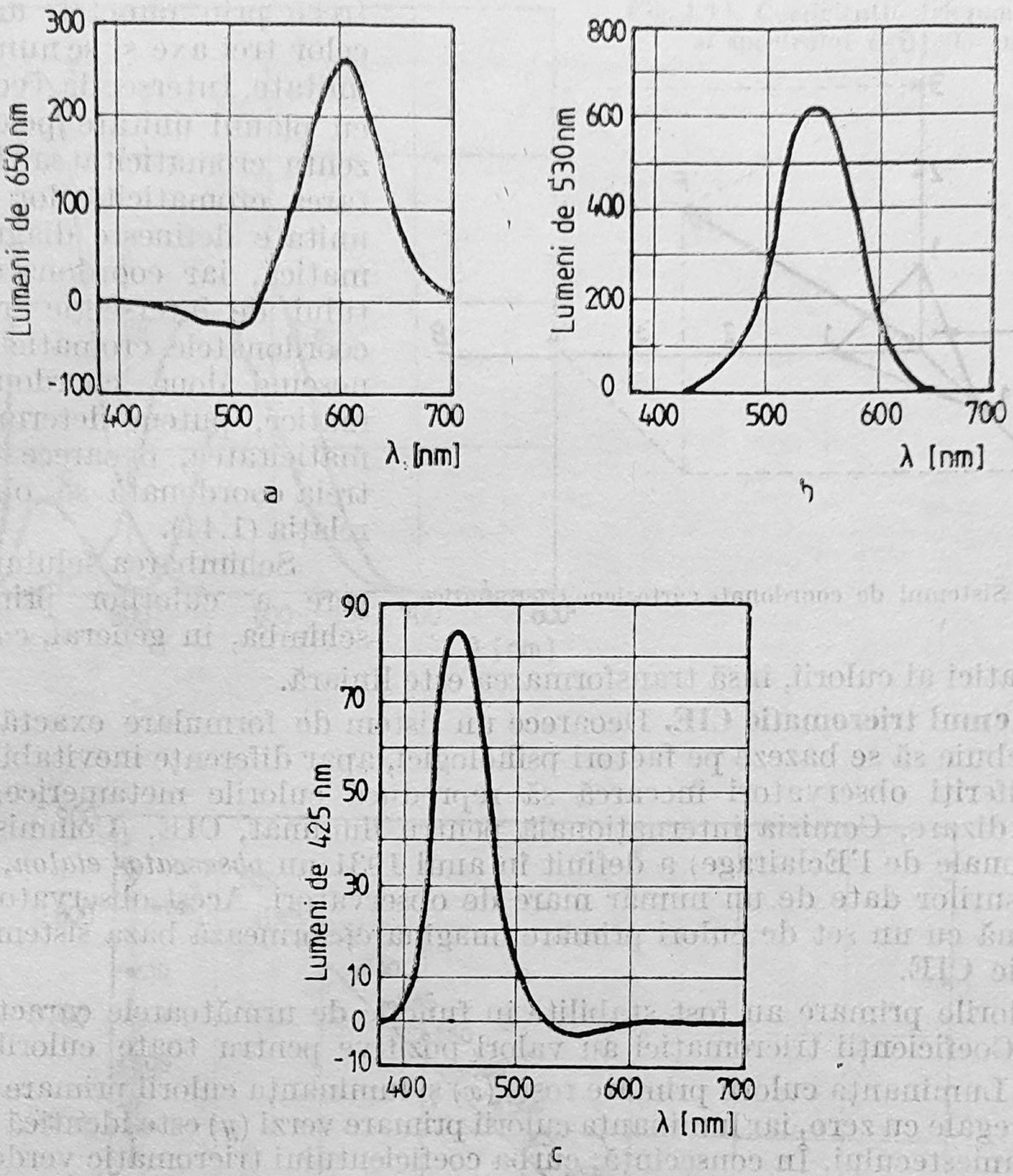


Fig. 1.12. Coeficienții tricromatici ai nuanțelor spectrale pure, folosind culorile primare; a — 0,65 μm, b — 0,53 μm; c — 0,425 μm.

Sistemul tricromatic descris permite imaginarea unui sistem tridimensional de coordonate. Cele trei axe, cu aceeași origine, pot avea orice direcție (fără a fi însă în același plan) și pot fi identificate cu cele trei culori primare. Alegerea unei unități pentru fiecare culoare primară introduce scalele de măsură și completează definiția sistemului de coordonate. În acest sistem poate fi reprezentată orice culoare prin adunarea a trei vectori, care sînt paraleli, respectiv, cu cele trei axe de coordonate și care au lungimile egale cu coeficienții tricromatici respectivi. Metoda este ilustrată prin intermediul sistemului cartezian de coordonate în figura 1.13, în care vectorul **F** reprezintă culoarea cu coeficienții tricromatici ($R = 2$, $G = 3$ și $B = 4$). Lungimea vectorului **F** indică luminanța culorii, iar direcția sa indică cromaticitatea culorii. Cromaticitatea este analogul psihofizic al nuanței de saturație, ultima fiind o mărime psihologică.

Planul

$$R + G + B = 1 \tag{1.44}$$

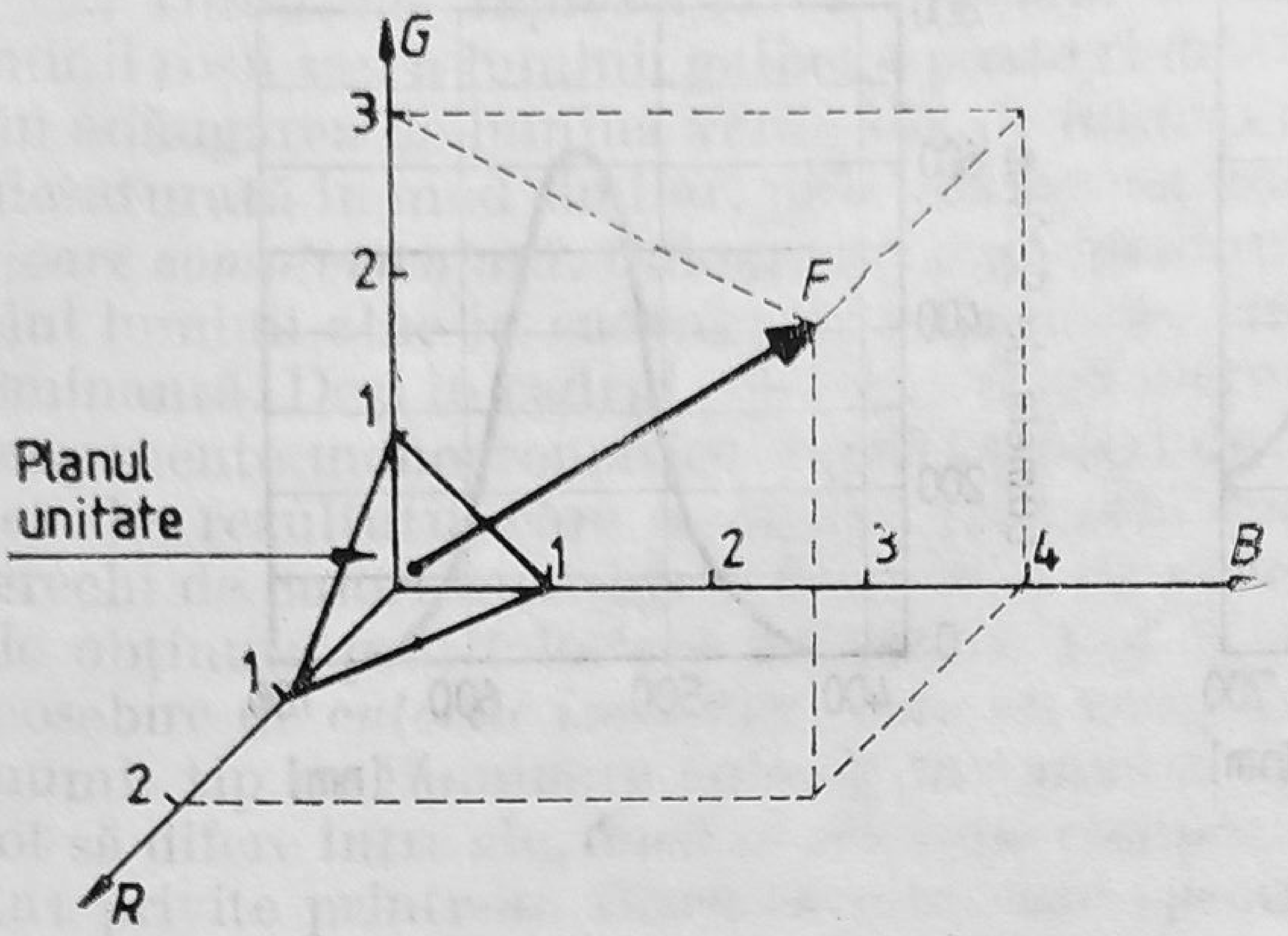


Fig. 1.13. Sistemul de coordonate carteziene tricromatice.

trece prin punctele unitate ale celor trei axe și se numește plan unitate. Intersecția vectorului **F** cu planul unitate poate reprezenta cromaticitatea. Reprezentarea cromaticităților în planul unitate definește diagrama cromatică, iar coordonatele punctului de intersecție reprezintă coordonatele cromaticității. Cunoscînd două coordonate cromatice, putem determina cromaticitatea, deoarece cea de-a treia coordonată se obține din relația (1.44).

Schimbarea felului de alegere a culorilor primare va schimba, în general, coeficienții tricromatici ai culorii, însă transformarea este liniară.

Sistemul tricromatic CIE. Deoarece un sistem de formulare exactă a culorilor trebuie să se bazeze pe factori psihologici, apar diferențe inevitabile atunci cînd diferiți observatori încearcă să reproducă culorile metamerice. Pentru standardizare, Comisia internațională pentru iluminat, CIE, (Commission Internationale de l'Eclairage) a definit în anul 1931 un *observator etalon*, pe baza răspunsurilor date de un număr mare de observatori. Acest observator etalon, împreună cu un set de culori primare imaginare, formează baza sistemului tricromatic CIE.

Culorile primare au fost stabilite în funcție de următoarele caracteristici:

1. Coeficienții tricromatici au valori pozitive pentru toate culorile reale.

2. Luminanța culorii primare roșie (x) și luminanța culorii primare albastre (z) sînt egale cu zero, iar luminanța culorii primare verzi (y) este identică cu luminanța amestecului. În consecință, curba coeficientului tricromatic verde a spectrului de aceeași energie este similară cu curba eficienței luminoase spectrale reprezentate în figura 1.1 (v. și tabelul 1.1).

3. Culoarea primară albastră (z) a fost aleasă astfel încît valoarea coeficientului tricromatic corespunzător să fie aproape zero pentru lungimi de undă mai mari de 540 nm, deci locul culorilor spectrale de la 540 nm către capătul roșu al spectrului este dat aproximativ de dreapta

$$x + y = 1. \qquad (1.45)$$

4. Direcțiile axelor OX și OY de coordonate formează un unghi drept în planul unitate.

5. Unitățile au fost alese în așa fel încît reprezentările coeficienților tricromatici ($\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$ și $\bar{z}_\lambda$) ai culorilor spectrului de aceeași energie (v. fig. 1.14) delimitează suprafețe egale, deci coordonatele cromatice ale spectrului total de aceeași energie sînt $\left(\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}\right)$.

Diagrama cromaticității CIE este arătată în figura 1.15, împreună cu reprezentarea cromaticităților spectrale.

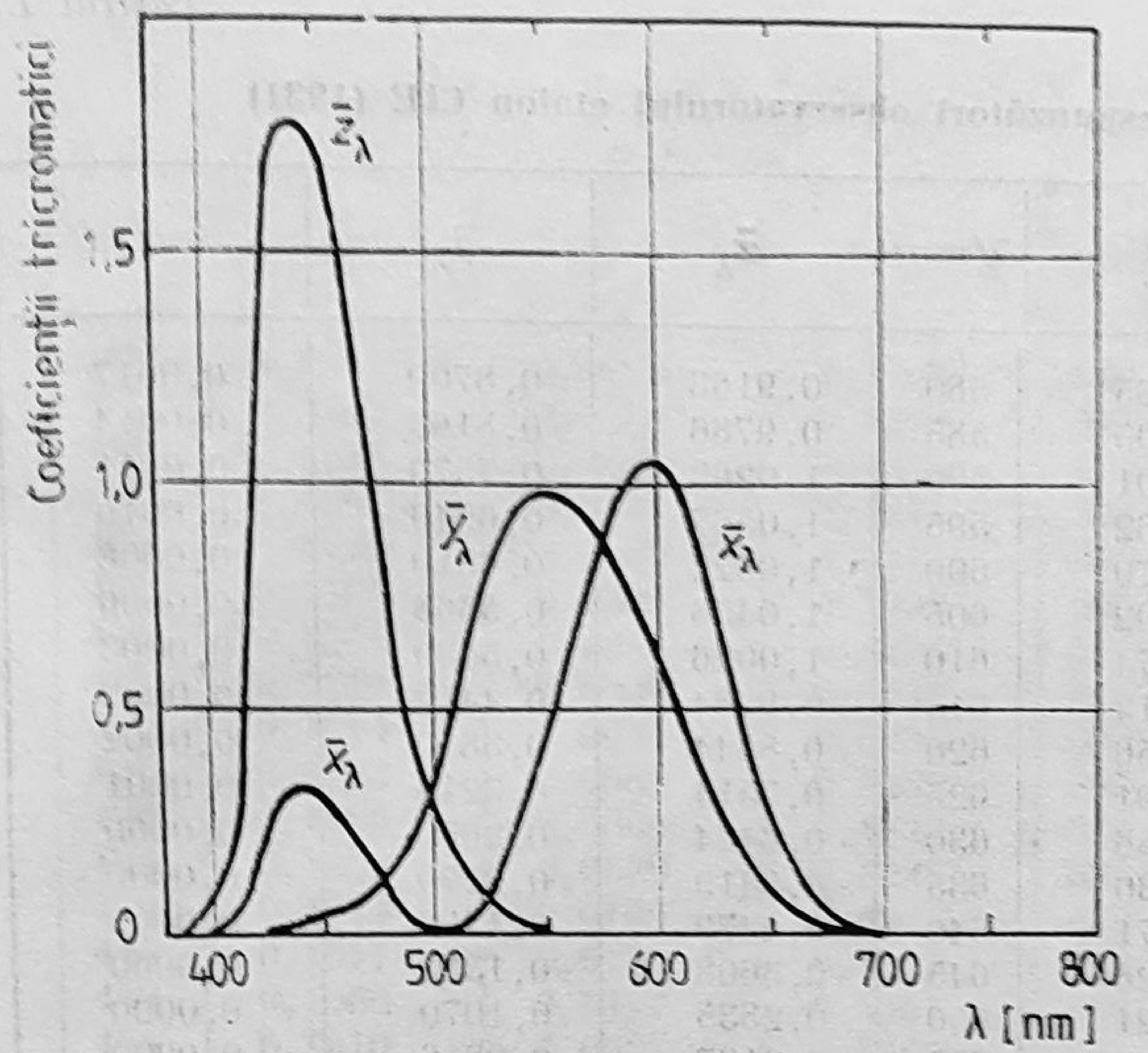


Fig. 1.14. Coeficienţii tricromatici (CIE) ai spectrului de egală energie.

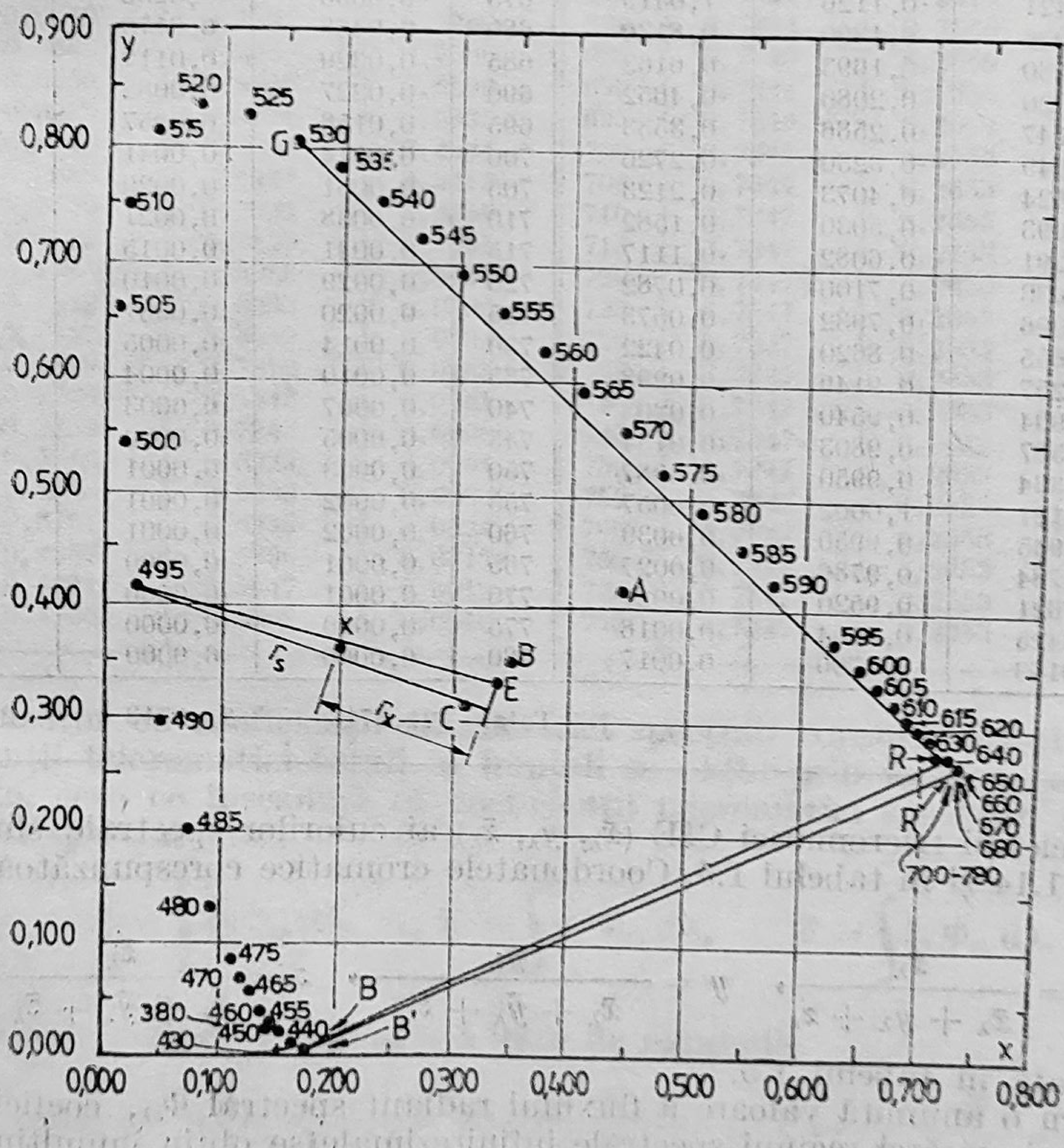


Fig. 1.15. Diagrama cromatică (CIE).

Coeficienţii tricromatici corespunzători observatorului etalon CIE (1931)

λ(nm)	$\bar{x}_\lambda$	$\bar{y}_\lambda$	$\bar{z}_\lambda$	λ(nm)	$\bar{x}_\lambda$	$\bar{y}_\lambda$	$\bar{z}_\lambda$
380	0,0014	0,0000	0,0065	580	0,9163	0,8700	0,0017
385	0,0022	0,0001	0,0105	585	0,9786	0,8163	0,0014
390	0,0042	0,0001	0,0201	590	1,0263	0,7570	0,0011
395	0,0076	0,0002	0,0362	595	1,0567	0,6949	0,0010
400	0,0143	0,0004	0,0679	600	1,0622	0,6310	0,0008
405	0,0232	0,0006	0,1102	605	1,0456	0,5668	0,0006
410	0,0435	0,0012	0,2074	610	1,0026	0,5030	0,0003
415	0,0776	0,0022	0,3713	615	0,9384	0,4412	0,0002
420	0,1344	0,0040	0,6456	620	0,8544	0,3810	0,0002
425	0,2148	0,0073	1,0391	625	0,7514	0,3210	0,0001
430	0,2839	0,0116	1,3856	630	0,6424	0,2650	0,0000
435	0,3285	0,0168	1,6230	635	0,5419	0,2170	0,0000
440	0,3483	0,0230	1,7471	640	0,4479	0,1750	0,0000
445	0,3481	0,0298	1,7826	645	0,3608	0,1382	0,0000
450	0,3362	0,0380	1,7721	650	0,2835	0,1070	0,0000
455	0,3187	0,0480	1,7441	655	0,2187	0,0816	0,0000
460	0,2908	0,0600	1,6692	660	0,1649	0,0610	0,0000
465	0,2511	0,0739	1,5281	665	0,1212	0,0446	0,0000
470	0,1954	0,0910	1,2876	670	0,0874	0,0320	0,0000
475	0,1421	0,1126	1,0419	675	0,0636	0,0232	0,0000
480	0,0956	0,1390	0,8130	680	0,0468	0,0170	0,0000
485	0,0580	0,1693	0,6162	685	0,0329	0,0119	0,0000
490	0,0320	0,2080	0,4652	690	0,0227	0,0082	0,0000
495	0,0147	0,2586	0,3533	695	0,0158	0,0057	0,0000
500	0,0049	0,3230	0,2720	700	0,0114	0,0041	0,0000
505	0,0024	0,4073	0,2123	705	0,0081	0,0029	0,0000
510	0,0093	0,5030	0,1582	710	0,0058	0,0021	0,0000
515	0,0291	0,6082	0,1117	715	0,0041	0,0015	0,0000
520	0,0633	0,7100	0,0782	720	0,0029	0,0010	0,0000
525	0,1096	0,7932	0,0573	725	0,0020	0,0007	0,0000
530	0,1655	0,8620	0,0422	730	0,0014	0,0005	0,0000
535	0,2257	0,9149	0,0298	735	0,0010	0,0004	0,0000
540	0,2904	0,9540	0,0203	740	0,0007	0,0003	0,0000
545	0,3597	0,9803	0,0134	745	0,0005	0,0002	0,0000
550	0,4334	0,9950	0,0087	750	0,0003	0,0001	0,0000
555	0,5121	1,0002	0,0057	755	0,0002	0,0001	0,0000
560	0,5945	0,9950	0,0039	760	0,0002	0,0001	0,0000
565	0,6784	0,9786	0,0027	765	0,0001	0,0000	0,0000
570	0,7621	0,9520	0,0021	770	0,0001	0,0000	0,0000
575	0,8425	0,9154	0,0018	775	0,0000	0,0000	0,0000
580	0,9163	0,8700	0,0017	780	0,0000	0,0000	0,0000
				Total	21,3713	21,3713	21,3713

Coeficienţii tricromatici CIE ($\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$, $\bar{z}_\lambda$) ai culorilor spectrale sînt arătaţi în figura 1.14 şi în tabelul 1.5. Coordonatele cromatice corespunzătoare,

$$x = \frac{\bar{x}_\lambda}{\bar{x}_\lambda + \bar{y}_\lambda + z_z}, \quad y = \frac{\bar{y}_\lambda}{\bar{x}_\lambda + \bar{y}_\lambda + \bar{z}_\lambda}, \quad z = \frac{\bar{z}_\lambda}{\bar{x}_\lambda + \bar{y}_\lambda + \bar{z}_\lambda}, \tag{1.46}$$

sînt grupate în tabelul 1.5.

Pentru o anumită valoare a fluxului radiant spectral $\Phi_{e\lambda}$, coeficienţii tricromatici ai oricărei regiuni spectrale infinitezimale se obţin înmulţind fluxul

Tabel 1.6

Coordonatele cromatice ale culorilor spectrale

λ(nm)	x	y	z	λ(nm)	x	y	z
380	0,1741	0,0050	0,8209	580	0,5125	0,4866	0,0009
385	0,1740	0,0050	0,8210	585	0,5448	0,4544	0,0008
390	0,1738	0,0049	0,8213	590	0,5752	0,4242	0,0006
395	0,1736	0,0049	0,8215	595	0,6029	0,3965	0,0006
400	0,1733	0,0048	0,8219	600	0,6270	0,3725	0,0005
405	0,1730	0,0048	0,8222	605	0,6482	0,3514	0,0004
410	0,1726	0,0048	0,8226	610	0,6658	0,3340	0,0002
415	0,1721	0,0048	0,8231	615	0,6801	0,3197	0,0002
420	0,1714	0,0051	0,8235	620	0,6915	0,3083	0,0002
425	0,1703	0,0058	0,8239	625	0,7006	0,2993	0,0001
430	0,1689	0,0069	0,8242	630	0,7079	0,2920	0,0001
435	0,1669	0,0086	0,8245	635	0,7140	0,2859	0,0001
440	0,1644	0,0109	0,8247	640	0,7190	0,2809	0,0001
445	0,1611	0,0138	0,8251	645	0,7230	0,2770	0,0000
450	0,1566	0,0177	0,8257	650	0,7260	0,2740	0,0000
455	0,1510	0,0227	0,8263	655	0,7283	0,2717	0,0000
460	0,1440	0,0297	0,8263	660	0,7300	0,2700	0,0000
465	0,1355	0,0399	0,8246	665	0,7311	0,2689	0,0000
470	0,1241	0,0578	0,8181	670	0,7320	0,2680	0,0000
475	0,1096	0,0868	0,8036	675	0,7327	0,2673	0,0000
480	0,0913	0,1327	0,7760	680	0,7334	0,2666	0,0000
485	0,0687	0,2007	0,7306	685	0,7340	0,2660	0,0000
490	0,0454	0,2950	0,6596	690	0,7344	0,2656	0,0000
495	0,0235	0,4127	0,5638	695	0,7346	0,2654	0,0000
500	0,0082	0,5384	0,4534	700	0,7347	0,2653	0,0000
505	0,0039	0,6548	0,3413	705	0,7347	0,2653	0,0000
510	0,0139	0,7502	0,2359	710	0,7347	0,2653	0,0000
515	0,0389	0,8120	0,1491	715	0,7347	0,2653	0,0000
520	0,0743	0,8338	0,0919	720	0,7347	0,2653	0,0000
525	0,1142	0,8262	0,0596	725	0,7347	0,2653	0,0000
530	0,1547	0,8059	0,0394	730	0,7347	0,2653	0,0000
535	0,1929	0,7816	0,0255	735	0,7347	0,2653	0,0000
540	0,2296	0,7543	0,0161	740	0,7347	0,2653	0,0000
545	0,2658	0,7243	0,0099	745	0,7347	0,2653	0,0000
550	0,3016	0,6923	0,0061	750	0,7347	0,2653	0,0000
555	0,3373	0,6589	0,0038	755	0,7347	0,2653	0,0000
560	0,3731	0,6245	0,0024	760	0,7347	0,2653	0,0000
565	0,4087	0,5896	0,0017	765	0,7347	0,2653	0,0000
570	0,4441	0,5547	0,0012	770	0,7347	0,2653	0,0000
575	0,4788	0,5202	0,0010	775	0,7347	0,2653	0,0000

corespunzător cu coeficienţii tricromatici spectrali corespunzători $\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$ şi $\bar{z}_\lambda$. Coeficienţii tricromatici totali ai luminii se obţin prin integrarea produselor rezultate, ceea ce înseamnă că coeficienţii tricromatici spectrali sînt corelaţi cu fluxul spectral, deci

$$X = \int \bar{x}_\lambda \, \Phi_{e\lambda} \, d\lambda, \quad Y = \int \bar{y}_\lambda \, \Phi_{e\lambda} \, d\lambda, \quad Z = \int \bar{z}_\lambda \, \Phi_{e\lambda} \, d\lambda. \tag{1.47}$$

Coordonatele cromatice sînt acum date de expresiile

$$x = \frac{X}{X+Y+Z}, \quad y = \frac{Y}{X+Y+Y}, \quad z = \frac{Z}{X+Y+Z}. \tag{1.48}$$

Coeficienţii tricromatici CIE ai culorii de suprafaţă sînt similari cînd curba de reflectanţă spectrală r este

$$X = \int \bar{x}_\lambda r_\lambda \, d\lambda \text{ etc.} \tag{1.49}$$

Cînd reflectanţa spectrală a suprafeţei şi iradianţa spectrală a iluminării sînt mărimi cunoscute, rezultă

$$X = \int \bar{x}_\lambda r_\lambda E_{e\lambda} d\lambda \text{ etc.} \tag{1.50}$$

În ambele cazuri coordonatele cromatice x, y şi z se obţin cu ajutorul relaţiilor (1.48).

Locul geometric al culorii F, care rezultă din compunerea a două culori F_1 şi F_2, este reprezentat pe diagrama cromatică printr-o dreaptă care uneşte punctele F_1 şi F_2. Triunghiul RGB din figura 1.13 include toate cromaticităţile care pot fi obţinute pe baza exemplului dat mai înainte. De remarcat faptul că nici una dintre culorile spectrale (cu excepţia culorilor primare) nu este inclusă în triunghi. Aceasta explică de ce nu există nici o regiune spectrală în care toţi coeficienţii tricromatici (vezi figurile 1.12 a, b şi c) să fie pozitivi.

Dacă N este punctul corespunzător luminii albe (neutre) — excitaţie acromatică — atunci o linie dreaptă care trece prin N reprezintă locul tuturor culorilor cu lungimile de undă dominante identice. Nuanţele culorilor din părţile opuse lui N sînt negative sau complementare una alteia.

Dreapta $R'B'$, care uneşte cele două margini ale spectrului, reprezintă locul saturaţiei celei mai înalte, obţinută pentru culorile nespectrale (culorile purpurii).

1.6.3. Legătura dintre mărimile psihologice şi cele psihofizice

Mărimea psihofizică analoagă mărimii psihologice, numită nuanţă, este lungimea de undă dominantă (sau complementul ei). Analogul strălucirii este luminanţa, iar analogul saturaţiei este puritatea.

Puritatea luminanţei spectrale (sau puritatea colorimetrică) a unei culori, realizată prin metoda 1, se defineşte în funcţie de componentele folosite pentru obţinerea culorii respective. Mai precis, puritatea luminanţei spectrale este definită de raportul

$$p_c = \frac{B_s}{B_a}, \tag{1.51}$$

unde B_s este luminanţa componentei spectrale pure, iar B_a luminanţa totală a amestecului.

Factorul de puritate a excitaţiei spectrale, care are la bază diagrama cromatică CIE, se defineşte ca raportul

$$p_e = \frac{r_x}{r_s}, \tag{1.52}$$

unde r_x este distanţa de la punctul cromatic X, al culorii de probă, la punctul neutru, iar r_s este distanţa de la punctul cromatic al culorii spectrale pure, de aceeaşi lungime de undă dominantă, la punctul neutru (în figura 1.15 punctul neutru este notat în ambele cazuri cu litera E).

În cadrul ambelor definiții de mai sus punctele de pe dreapta $B'R'$ se consideră ca reprezentînd culori spectrale pure atunci cînd se definește puritatea culorilor purpurii, nespectrale.

1.6.4. Surse etalon pentru iluminare

Albul perfect și neutrul se definesc ușor ca culori ale obiectelor. Astfel, orice obiect care reflectă toate componentele spectrale ale spectrului vizibil al radiației incidente va fi ,,perfect'' alb, iar orice obiect a cărui reflectivitate este uniformă peste întreaga regiune vizibilă a spectrului va fi neutru.

Lumina neutră este însă mai greu de definit. Apariția unui obiect de culoare neutră este rezultatul reproducerii culorii luminii incidente, deci folosirea culorii obiectelor neutre pentru determinarea luminii incidente este inutilă. Cromaticitatea radiației neutre trebuie să fie definită independent. Acest lucru se face în funcție de sursele de lumină etalon, pe care vrem să le discutăm.

Am arătat în subparagraful precedent că, în cadrul sistemului tricromatic CIE, orice culoare spectrală poate fi reprodusă cu ajutorul a trei culori primare (roșu, albastru și verde) care trebuie să satisfacă anumite condiții (vezi și figura 1.14). Distribuția spectrală a celor trei funcții, $\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$ și $\bar{z}_\lambda$, reprezentate în figura 1.14, pe baza standardizării CIE din anul 1931, corespunde unui cîmp de vedere de 2°. Pentru satisfacerea unor scopuri practice cît mai diverse, trebuie considerate cîmpuri de vedere mai mari. Din această cauză CIE a recomandat în anul 1964 un nou set (suplimentar) de coeficienți tricromatici care se aplică în cazul cîmpurilor de vedere de 10°. Compararea coeficienților tricromatici CIE corespunzători observatorului din anul 1931 cu coeficienții tricromatici CIE corespunzători observatorului din anul 1964 este arătată în figura 1.16. Pentru a se evita confuzia care poate apărea în folosirea coeficienților tricromatici spectrali, trebuie specificat cărui observator corespunde setul folosit.

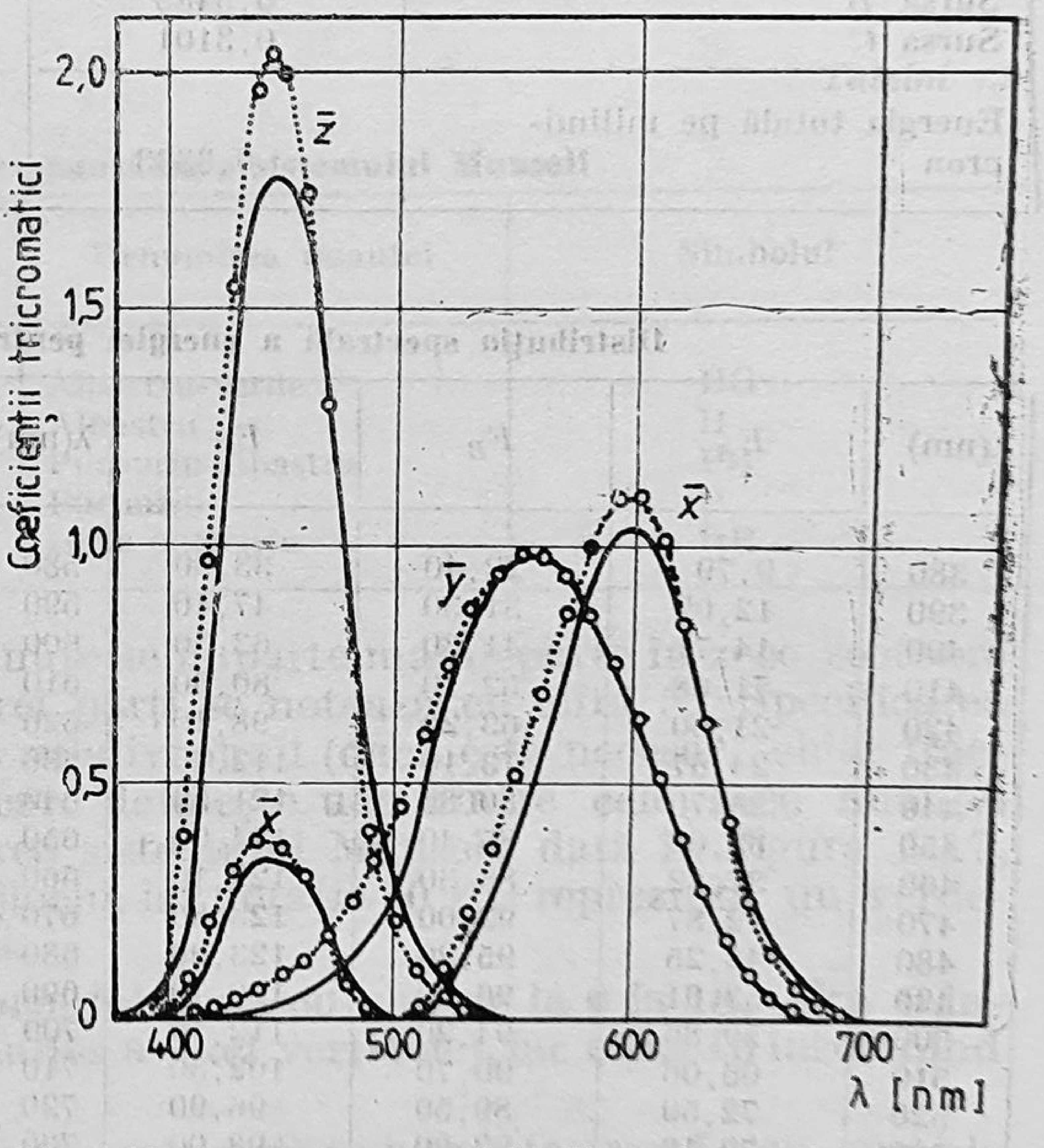


Fig. 1.16. Compararea coeficienților tricromatici ai observatorului etalon (CIE) din anul 1931 (cîmpul de 2°; curbele continue) cu coeficienții tricromatici spectrali ai observatorului (CIE) din anul 1964 (cîmpul de 10°; curbele discontinue). Compararea are la bază egalitatea suprafețelor de sub curbele $\bar{x}$, $\bar{y}$ și $\bar{z}$.

Am arătat deja că reproducerea culorilor metamerice ale obiectelor variază cu compoziția spectrală a luminii folosite pentru iluminare. Deci afirmația ,,două culori metamerice ale obiectelor se potrivesc'' este incompletă, dacă nu se specifică și compoziția spectrală a luminii folosite pentru iluminare. O asemenea specificare implică trei surse etalon, definite de CIE.

Prima sursă etalon, desemnată prin litera A, are distri-

buţia spectrală a unei lămpi cu filament incandescent de wolfram, care funcţionează la temperatura de culoare egală cu 2854 K (scara internaţională din anul 1948) şi este potrivită pentru observarea obiectelor iluminate cu lumină dată de lămpile cu incandescenţă.

Observaţie. Temperatura de culoare se defineşte ca temperatura radiatorului integral (a corpului negru) a cărui curbă a distribuţiei relative a energiei în spectru se suprapune cu cea a radiatorului real considerat.

A doua sursă etalon, desemnată prin litera *B*, simulează lumina Soarelui la amiază şi se obţine din sursa *A* folosind două filtre speciale.

Cea de-a treia sursă etalon, desemnată prin litera *C*, simulează lumina totală a zilei (incluzînd atît lumina Soarelui cît şi lumina cerului) şi se obţine tot din sursa *A*, însă folosind un alt filtru special.

Temperaturile de culoare ale acestor surse, împreună cu coordonatele cromatice CIE ale radiaţiilor corespunzătoare sînt grupate în tabelul 1.7, iar în tabelul 1.8 este dată distribuţia spectrală a energiei pentru sursele etalon CIE.

Tabelul 1.7

Coordonatele cromatice ale surselor etalon CIE (1931)

Tipul sursei	x	y	Temperatura de culoare (K)
Sursa *A*	0,4476	0,4075	2850
Sursa *B*	0,3485	0,3518	4880
Sursa *C*	0,3101	0,3163	6740
Energia totală pe milimicron	0,3333	0,3333	5500

Tabelul 1.8

Distribuţia spectrală a energiei pentru sursele etalon CIE

λ(nm)	E_A	E_B	E_C	λ(nm)	E_A	E_B	E_C
380	9,79	22,40	33,00	580	114,44	101,00	97,80
390	12,09	31,30	47,40	590	121,73	99,20	93,20
400	14,71	41,30	63,30	600	129,04	98,00	89,70
410	71,68	52,10	80,60	610	136,34	98,50	88,40
420	21,00	63,20	98,10	620	134,62	99,70	88,10
430	24,67	73,10	112,40	630	150,83	101,00	88,00
440	28,70	80,80	121,50	640	157,98	102,20	87,80
450	33,09	85,40	124,00	650	165,03	103,90	88,20
460	37,82	88,30	123,10	660	171,96	105,00	87,90
470	42,87	92,00	123,80	670	178,77	104,90	86,30
480	48,25	95,20	123,90	680	185,43	103,90	84,00
490	53,91	96,50	120,70	690	191,93	101,60	80,20
500	59,86	94,20	112,10	700	198,26	99,10	76,30
510	66,06	90,70	102,30	710	204,41	96,20	72,40
520	72,50	89,50	96,90	720	210,36	92,90	68,30
530	79,13	92,90	98,00	730	216,12	89,40	64,40
540	85,95	96,90	102,10	740	221,66	86,90	61,50
550	92,91	101,10	105,20	750	227,00	85,20	59,20
560	100,00	102,80	105,30	760	232,11	84,70	58,10
570	107,18	102,60	102,30	770	237,01	85,40	58,20
580	114,44	101,00	97,80	780	241,67	87,00	59,10

De remarcat că oricare dintre aceste cromaticităţi poate fi considerată neutră şi pot deci servi ca punct neutru pentru definirea perechilor complementare ale culorilor. Perechile culorilor care sînt clasificate culori complementare implică definirea coordonatelor punctului neutru faţă de care se consideră complementaritatea. Culorile complementare ale obiectelor trebuie luate în funcţie de cromaticitatea spectrului total de egală energie (punctul E din figura 1.14).

Sursa etalon C are cromaticitatea apropiată de cea a radiatorului lui Planck cu temperatura egală cu 6740 K. Totuşi distribuţia sa spectrală nu este o distribuţie Planck (vezi tabelul 1.8), motiv pentru care s-au propus o serie de surse etalon, D, care să reprezinte diferitele faze ale luminii zilei. Ele sînt caracterizate şi printr-un indice care defineşte temperatura de culoare. De exemplu, CIE a adoptat ca sursă preferenţială pentru lumina medie a zilei sursa D_{6500}. Pentru o lumină mai albastră a zilei este recomandată sursa D_{7500}, iar pentru o lumină mai roşiatică este recomandată sursa $D_{5\pm5000}$. S-au mai propus ca etaloane de distribuţie spectrală şi lămpi fluorescente, însă ele nu au fost acceptate de CIE.

1.6.5. Scara culorilor uniforme

Din punct de vedere psihologic, sistemul de coordonate al culorilor este sistemul Munsell, care foloseşte coordonate cilindrice de tipul celor prezentate în figura 1.11a. Cercul care reprezintă nuanţele se împarte în zece părţi egale, corespunzătoare, respectiv la zece nuanţe a căror denumire este dată în tabelul 1.9.

Tabelul 1.9

Nuanţele corespunzătoare sistemului Munsell

Denumirea nuanţei	Simbolul	Denumirea nuanţei	Simbolul
Roşu	R	Albastru-verde	BG
Galben-roşu	YR	Albastru	B
Galben	Y	Purpuriu-albastru	PB
Verde-galben	GY	Purpuriu	P
Verde	G	Roşu-purpuriu	RP

Fiecare din cele zece părţi obţinute se împarte mai departe în zece sectoare egale, iar dreapta mijlocie a fiecărei părţi se notează cu cifra 5. Specificarea nuanţei exacte se face scriind cifra subdiviziunii (dacă este necesar, chiar fracţionar) urmată de litera (literele) care defineşte una dintre cele zece nuanţe. De exemplu, urmărind reprezentarea sistemului Munsell, dată în figura 1.17, notaţia 5y reprezintă un galben mijlociu, iar notaţia 10 BG reprezintă un verde-albastru, chiar la limita albastrului.

Referirea la strălucire se face prin folosirea cifrelor de la 0 la 10, cifra 0 însemnînd negru absolut (la partea de jos a axei verticale), iar cifra 10 însemnînd alb perfect (la partea de sus).

Unitatea folosită pentru referirea la saturaţie se numeşte *cromă*, iar curbele care au aceeaşi cromă se reprezintă prin cercuri concentrice în raport cu axa.

Ca exemplificare vom considera culoarea notată prin 7,5Y 5/10 care înseamnă culoarea galbenă situată la jumătatea distanţei către verde-galben ($H = 7{,}5$Y), cu reflectivitate medie ($V = 5$) şi cu saturaţie maximă ($C = 10$). Nuanţa unei

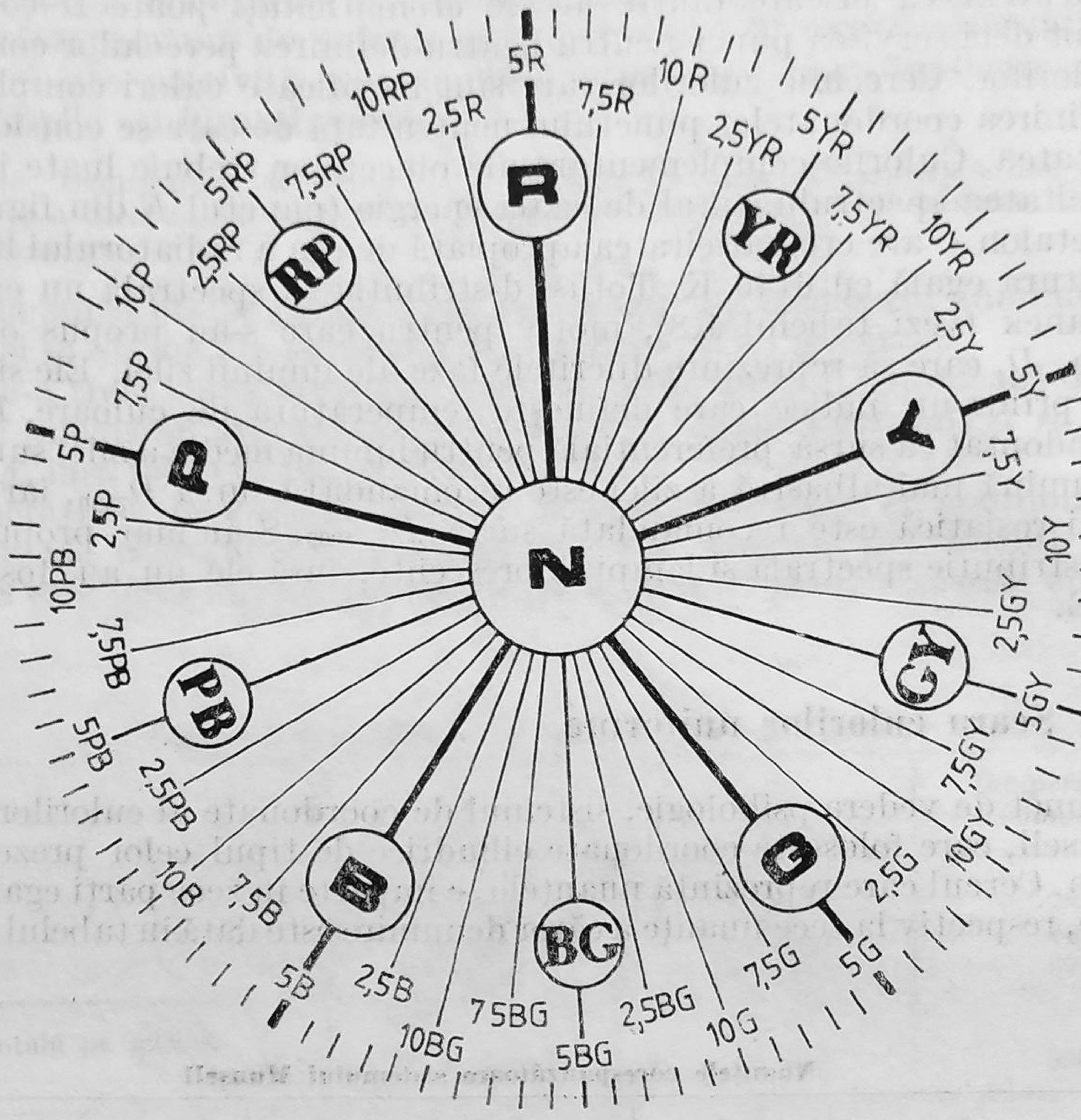


Fig. 1.17. Reprezentarea schematică a sistemului de culori Munsell.

culori notate, de exemplu, cu 5Y înseamnă galben mijlociu, iar nuanța unei culori notată cu 10Y înseamnă galben la limita verde-galben.

Reținem totuși faptul că sistemul Munsell are la bază mărimi psihologice, în timp ce sistemul cartezian de coordonate tricromatice are la bază mărimi psihofizice. Colorînd diagrama cromatică CIE se obține o schimbare rapidă a culorilor în unele regiuni și o schimbare mult prea lentă în alte regiuni. În acest fel mărimea distanțelor de pe diagrama cromatică nu poate fi folosită pentru estimarea variației culorilor, ca în cazul sistemului Munsell. Compararea celor două sisteme, bazate totuși pe mărimi diferite, a ridicat problema dacă nu putem folosi notațiile fizice ale culorilor pentru a permite o reprezentare grafică în care aceeași distanță să reprezinte aceeași schimbare (ca mărime) a culorilor oriunde pe diagramă. Un astfel de sistem se numește „scara culorilor uniforme", iar eforturile făcute pentru obținerea unei asemenea scări au avut un succes doar parțial. Dacă se folosește diagrama cromatică CIE, se obțin schimbări ale cromaticității, care mai pot fi încă perceptibile, de forma arătată în figura 1.18. Posibilitatea de percepere a schimbării culorilor crește de aproximativ douăzeci de ori cînd se trece de la schimbările de nuanță ale violetului la schimbările de nuanță ale verdelui.

Așadar, problema consta în găsirea unei metode, care, avînd la bază anumite transformări ale coordonatelor cromatice, să conducă la o diagramă în care variația cromaticității să fie cît de cît uniformă. Deși nici una dintre trans-

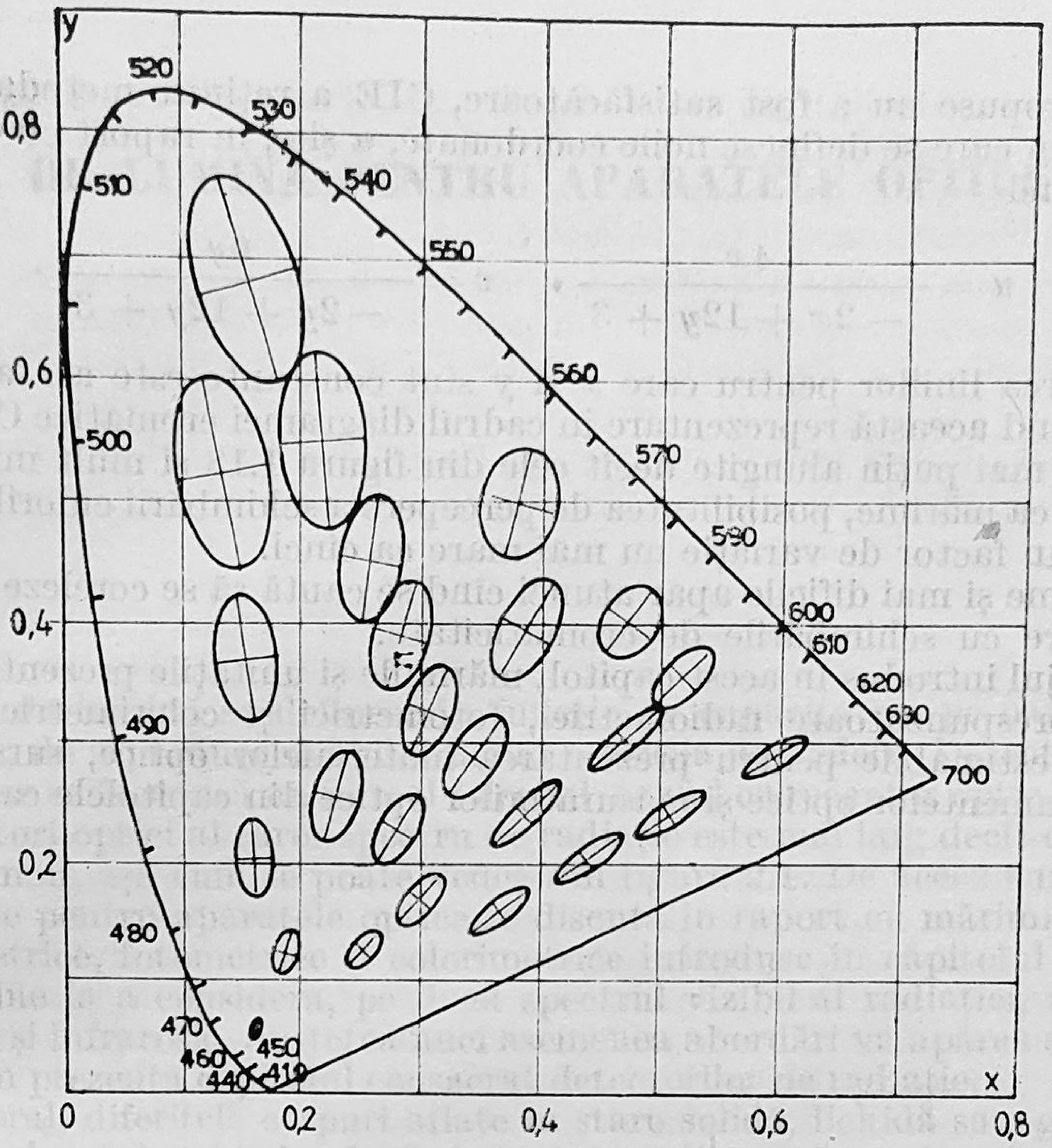


Fig. 1.18. Reprezentarea schematică a variaţiilor de cromaticitate care încă mai pot fi percepute. Faţă de dimensiunile reale, dimensiunile elipselor prezentate în schemă au fost mărite de trei ori.

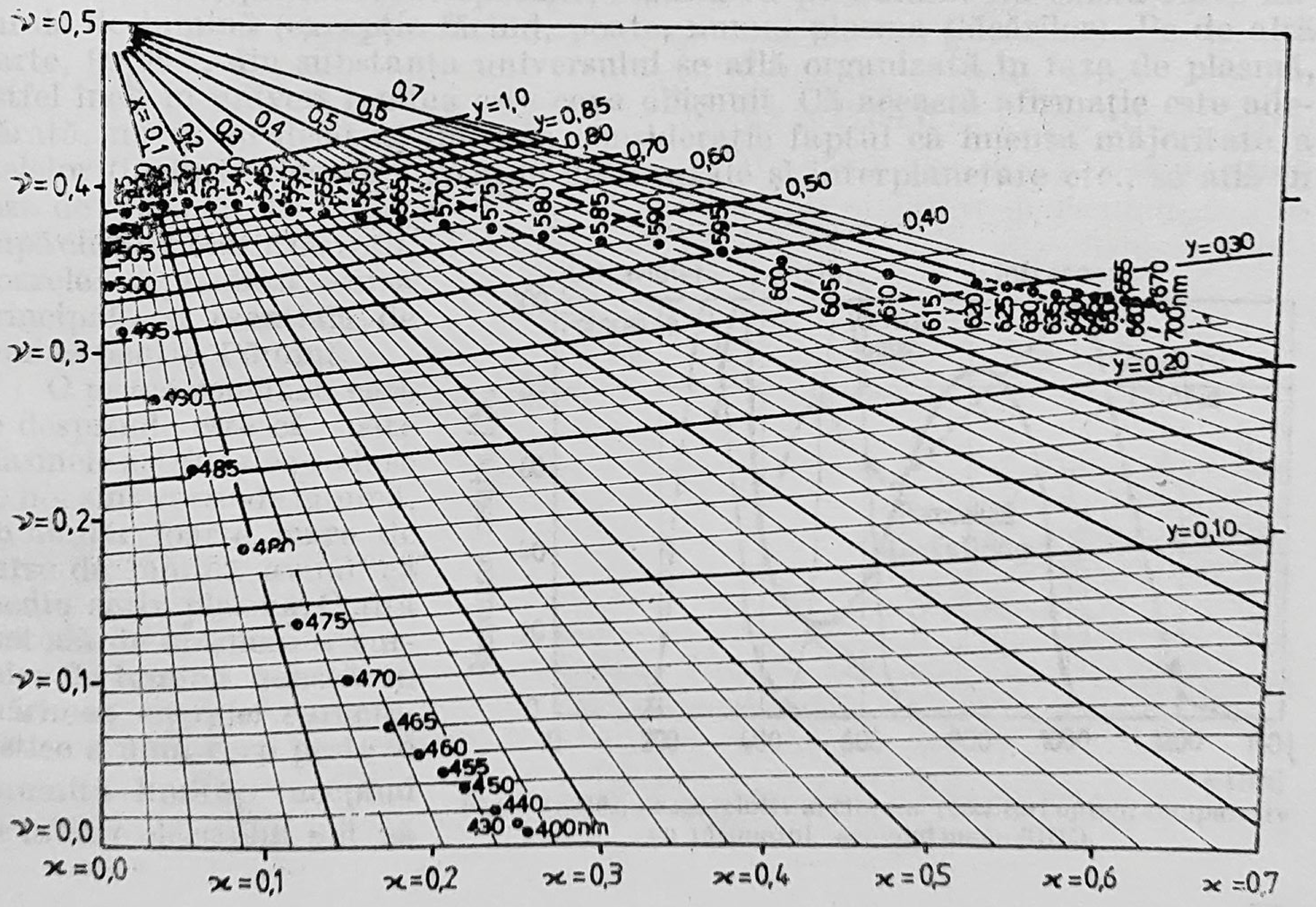


Fig. 1.19. Reprezentarea coordonatelor cromatice (CIE) în sistemul de coordonate MacAdam.

formările propuse nu a fost satisfăcătoare, CIE a reținut metoda propusă de MacAdam, în care se definesc noile coordonate, u și v, în raport cu coordonatele x și y, astfel

$$u = \frac{4x}{-2x + 12y + 3}, \quad v = \frac{6y}{-2y + 12y + 3}. \tag{1.53}$$

Reprezentarea liniilor pentru care x și y sînt constante este arătată în figura 1.19. Folosind această reprezentare în cadrul diagramei cromatice CIE, se obțin niște elipse mai puțin alungite decît cele din figura 1.18 și mult mai apropiate una de alta ca mărime, posibilitatea de percepere a schimbării culorilor încadrîndu-se într-un factor de variație nu mai mare ca cinci.

Probleme și mai dificile apar atunci cînd se caută să se coreleze schimbările de strălucire cu schimbările de cromaticitate.

Limbajul introdus în acest capitol, mărimile și unitățile prezentate, precum și legile corespunzătoare radiometriei, fotometriei și colorimetriei constituie ajutoare inestimabile pentru prezentarea materialelor optice, surselor de lumină, instrumentelor optice și măsurătorilor optice din capitolele care urmează.

Capitolul 2

SURSE DE LUMINĂ PENTRU APARATELE OPTICE

Sursele de lumină se definesc în funcție de capacitatea, pe care o are radiația emisă, de a produce ochiului uman senzația de vedere. Detectarea radiației luminoase se face însă nu numai folosind ochiul ca receptor optic, ci folosind și alți receptori optici al căror spectru de radiație este mai larg decît cel receptat de ochiul uman, așa cum se poate vedea din figura 2.1. De aceea sursele de lumină folosite pentru aparatele optice se discută în raport cu mărimile și unitățile radiometrice, fotometrice și colorimetrice introduse în capitolul precedent, ceea ce revine la a considera, pe lîngă spectrul vizibil al radiației, și regiunile ultravioletă și infraroșie. Justețea unei asemenea abordări va apărea și mai clar, după ce vom prezenta capitolul consacrat detectorilor de radiație.

În general, diferitele corpuri aflate în stare solidă, lichidă sau gazoasă nu sînt surse de lumină, mai ales dacă ele nu interacționează cu alte sisteme. Însă orice sistem aflat în faza de plasmă reprezintă o sursă de lumină. Cum pe Pămînt faza de plasmă a substanței nu există în stare naturală, ea fiind obținută doar în laboratoare, prin metode speciale, rezultă că pe Pămînt nu există surse naturale de lumină (excepție făcînd, poate, numai plasma flăcărilor). Pe de altă parte, 99,99% din substanța universului se află organizată în faza de plasmă, astfel încît în univers lumina este ceva obișnuit. Că această afirmație este adevărată, nu avem decît să luăm în considerație faptul că imensa majoritate a stelelor (inclusiv Soarele), spațiile interastrale și interplanetare etc., se află în faza de plasmă. De fapt, după cum bine știm cu toții, Soarele reprezintă sursa principală și esențială de lumină pentru Pămînt.

O primă concluzie care se desprinde este că toate plasmele artificiale produse de noi sînt surse de lumină, un număr foarte mare de surse de lumină avînd ca mediu activ plasma. O altă metodă de obținere a surselor de lumină constă în mărimea energiei caracteristice a unui corp peste o anumită limită, începînd de la care electronii pot să

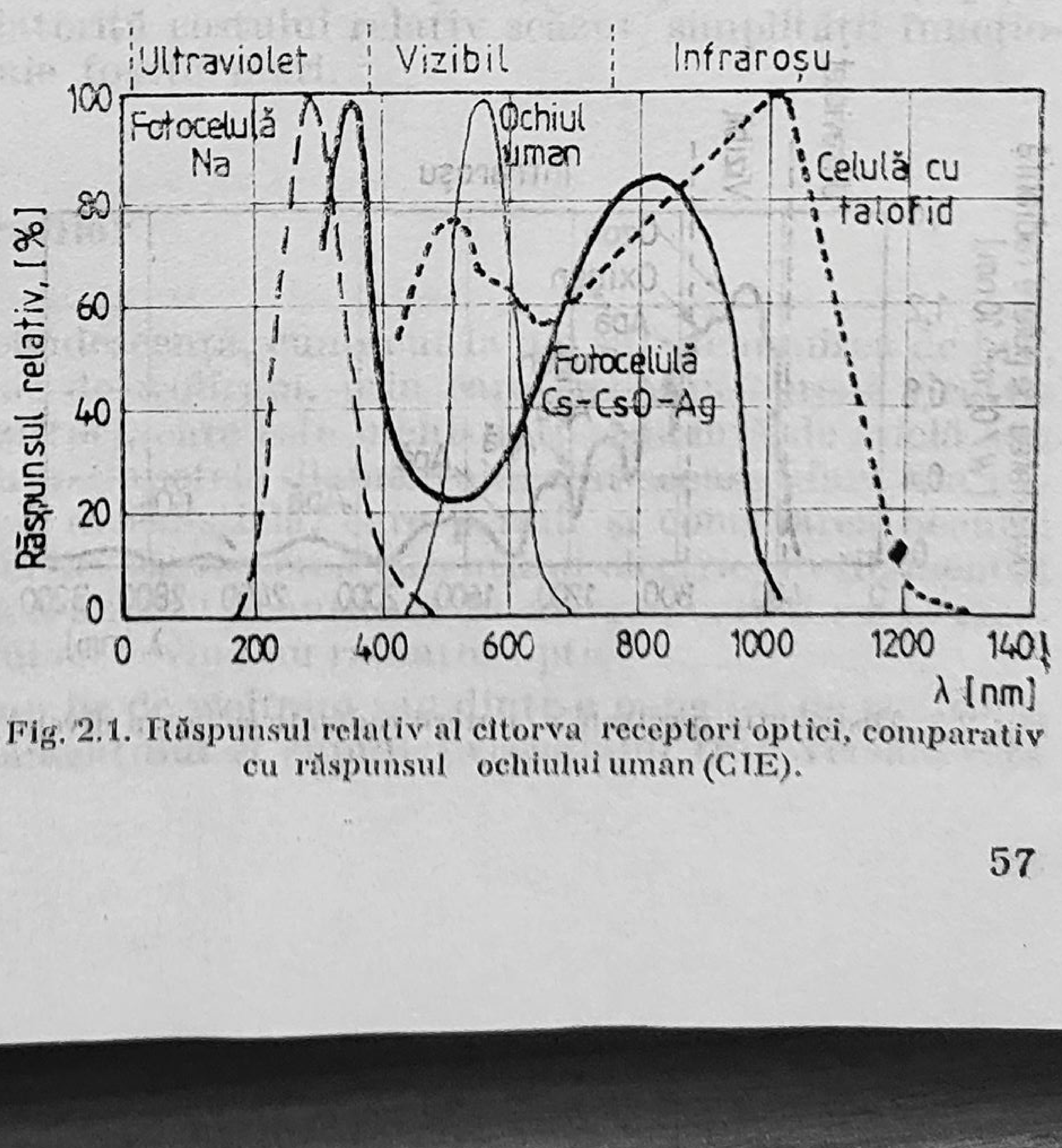


Fig. 2.1. Răspunsul relativ al cîtorva receptori optici, comparativ cu răspunsul ochiului uman (CIE).

efectueze tranziţii liber-liber, legat-liber şi legat-legat. Tot surse de lumină pot fi considerate şi unele corpuri care pot reflecta o mare parte din lumina primită de la sursele de lumină reale, cum este, de exemplu, cazul Lunii care reflectă către Pămînt lumina primită de la Soare.

În afara cunoaşterii surselor de lumină şi a receptorilor optici, tot atît de importantă este cunoaşterea mediului prin care lumina se transmite de la sursa de lumină la receptor. În marea majoritate a cazurilor mediul optic este aerul, ale cărui proprietăţi optice pot varia în limite relativ largi. Orice corp care permite trecerea luminii prin el se numeşte mediu transparent, iar orice corp care nu permite trecerea luminii se numeşte corp opac.

2.1. SOARELE

Cu substanţa aflată în cea de a patra fază a materiei, plasma, Soarele poate fi axproximat din punct de vedere optic cu un radiator negru, la temperatura de 6000 K în centrul său şi aproximativ 5000 K la limita fotosferei. Lumina Soarelui de amiază este aproximată de sursa CIE ca etalon tip B (temperatura de culoare egală cu 4870 K), iar lumina medie de zi a Soarelui este aproximată de distribuţia spectrală a sursei CIE ca etalon tip C (temperatura de culoare egală cu 6770 K). Radianţa B_e, luminozitatea B şi emisivitatea Soarelui sînt atenuate de atmosfera Pămîntului şi sînt influenţate de efectul petelor solare, de altitudinea Soarelui etc. În condiţii favorabile, luminozitatea Soarelui la nivelul mării este de aproximativ 1400—1600 cd/mm², iar distribuţia spectrală a radiaţiei solare, în aceleaşi condiţii, este arătată în figura 2.2.

Pentru a ajunge pe Pămînt, lumina Soarelui trebuie să străbată atmosfera Pămîntului, un mediu optic relativ opac, destul de neomogen şi cu un indice de refracţie foarte variabil. În condiţii normale de temperatură şi presiune densitatea aerului este $\rho = 0{,}0012928\ \mathrm{g/cm^3} = 1{,}2928\ \mathrm{kg/m^3}$, iar numărul de molecule dintr-un metru cub este $2{,}688 \cdot 10^{25}$. În aceste condiţii, şi în absenţa vaporilor de apă, indicele de refracţie al aerului, n, este dat de relaţia

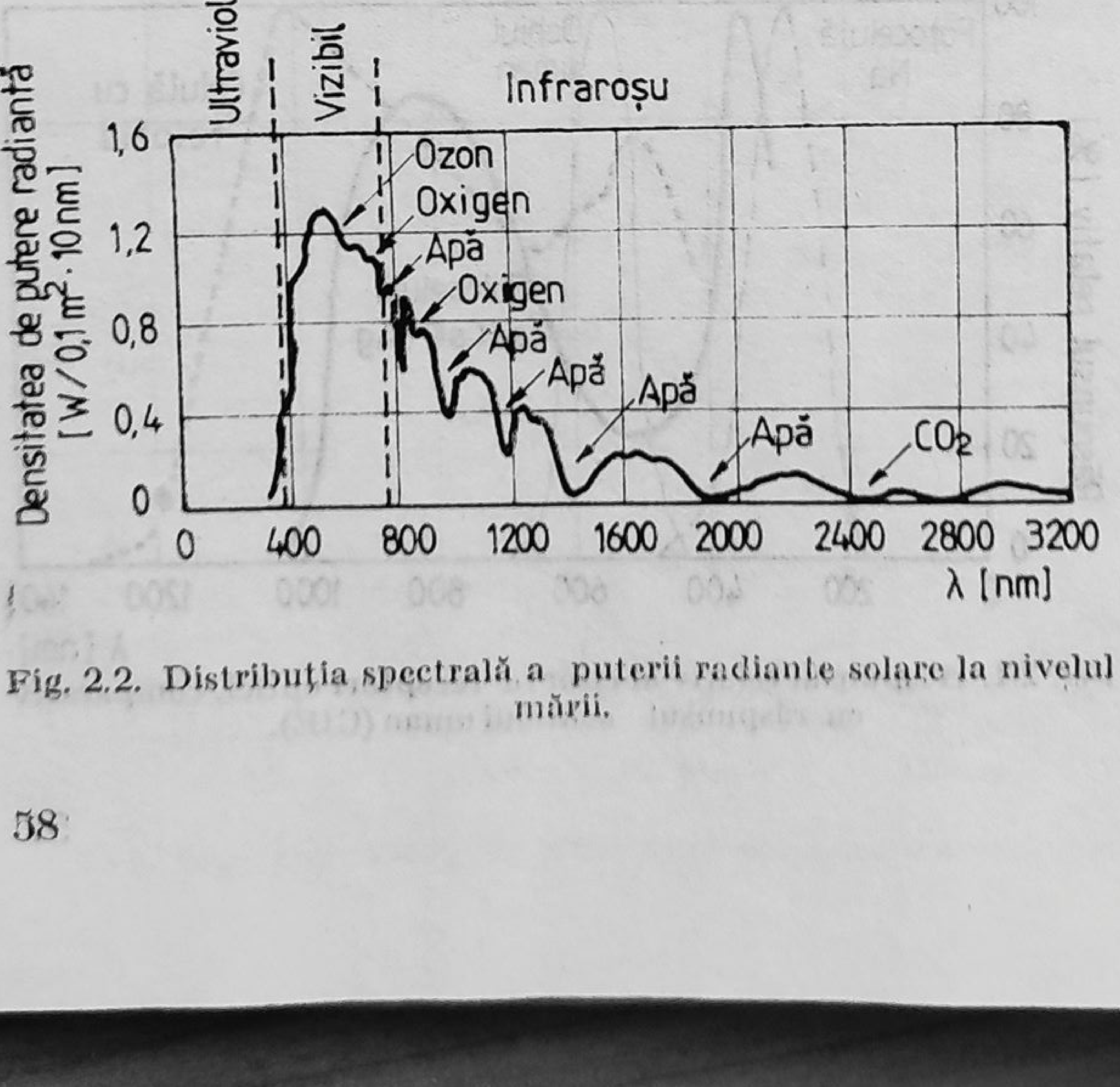


Fig. 2.2. Distribuţia spectrală a puterii radiante solare la nivelul mării.

$$(n-1)\times 10^6 = 287{,}6 + 1{,}629\lambda^{-2} + 0{,}0136\lambda^{-4}, \quad (2.1)$$

unde λ este lungimea de undă în vid, exprimată în micrometri. La presiune normală şi la temperatura de 15°C, indicele de refracţie al aerului uscat este dat de relaţia

$$(n-1)\times 10^6 = 272{,}7 + 1{,}482\lambda^{-2} + 0{,}020\lambda^{-4} \quad (2.2)$$

Dependenţa indicelui de refracţie de temperatura t şi de presiunea p este exprimată de relaţia

$$(n_{t,\,p} - 1) = (n_{15;\,760} - 1)\frac{p[1 + (1{,}049 - 0{,}0157\,t) \times 10^{-6}p]}{720{,}883\,(1 + 0{,}003661\,t)}. \qquad (2.3)$$

Prezenţa vaporilor de apă, la presiunea p', exprimată în torri, reduce valoarea indicelui de refracţie al aerului, conform relaţiei

$$(n_{t,\,p,\,p'} - 1) = (n_{t,\,p} - 1) \times 10^{6} - \frac{0{,}064 - 0{,}00068\,\lambda^{-2}}{1 + 0{,}003661\,t}\,p'. \qquad (2.4)$$

Coeficientul de transmisie regulată (transmitanţa regulată), t, corespunzător lungimii de undă λ a radiaţiei monocromatice, în cazul atmosferei omogene, este dat de expresia

$$t_{\lambda} = e^{-(\alpha_{\lambda} + \sigma_{\lambda})l}, \qquad (2.5)$$

unde α_{λ} este coeficientul de absorbţie, σ_{λ} este coeficientul de împrăştiere, iar l este drumul străbătut de radiaţie în aer.

Atmosfera împrăştie lumina solară, lumina selenară şi lumina stelară, astfel încît pentru lungimi de undă mai mari ca 300 nm apare o variaţie lentă a luminozităţii bolţii cereşti. Adiţional acestei împrăştieri apare un fond, observabil noaptea, datorat altor factori. Aerosolii din atmosferă produc, în general, o puternică împrăştiere către înapoi şi polarizarea luminii.

Perturbaţiile care apar în Soare determină apariţia fluctuaţiilor radiaţiei solare. Turbulenţa din atmosferă, în particular turbulenţa din troposferă, determină variaţii spaţio-temporale ale indicelui de refracţie.

2.2. LĂMPILE CU INCANDESCENŢĂ (BECURILE)

Sursele de lumină cel mai des folosite în aparatura optică sînt becurile (lămpile cu incandescenţă), datorită costului relativ scăzut, simplităţii funcţionării şi varietăţii dimensionale foarte mari.

2.2.1. Construcţia becurilor

Acest tip de lampă cu incandescenţă, cunoscut la noi sub denumirea de bec, este alcătuit dintr-un filament de wolfram, prin care trece un curent electric (filamentul avînd rolul de rezistor), care este închis într-o incintă de sticlă sau de cuarţ, numită balon sau bulb. Capetele filamentului sînt scoase afară din balonul de sticlă, folosind treceri metal-sticlă, care permit şi conectarea becului electric la sursa de curent electric. La trecerea curentului electric, în filamentul de wolfram (rezistor) se disipă o anumită cantitate de energie, care duce la creşterea temperaturii filamentului ce devine un radiator optic.

Filamentul constă dintr-un fir de wolfram sau dintr-o panglică de wolfram. Raportul dintre lungimea filamentului şi suprafaţa secţiunii transversale este

determinat de tensiunea nominală a becului și de puterea nominală, iar suprafața filamentului este determinată de puterea radiantă și de temperatura de funcționare.

Timpul de viață al unui bec este determinat, în primul rînd, de rata de evaporare a wolframului. Aceasta este mai mare în cazul becurilor care funcționează în curent alternativ, decît în cazul becurilor care funcționează în curent continuu. Efectul evaporării wolframului se manifestă prin slăbirea rezistenței mecanice a filamentului și prin înnegrirea balonului de sticlă, ceea ce reduce eficiența normală, iar fluxul de radiație scade cu aproape 18%, de-a lungul timpului de viață al becului.

Pentru a reduce rata de evaporare a wolframului din filament, balonul se umple cu azot sau cu un gaz inert, de regulă argon, la presiunea atmosferică. Prezența gazului are însă ca efect nedorit creșterea pierderilor de căldură prin convecție. Pentru înlăturarea acestui efect, firul de wolfram se răsucește sub forma unei spire, ceea ce duce la micșorarea pierderilor de căldură din filament, atît prin convecție, cît și prin conducție. În cazul becurilor cu tensiunea nominală mai ridicată, în care filamentele trebuie să fie foarte subțiri, firul este dublu spiralat. Diferitele forme ale filamentelor folosite în becurile electrice sînt arătate în figura 2.3.

Forma balonului de sticlă este influențată de poziția de funcționare a becului (baloanele alungite corespund poziției verticale de funcționare, iar baloanele globulare, poziției orizontale de funcționare) și de felul cum se controlează puterea becului. Diferitele forme ale balonului becurilor electrice sînt prezentate în figura 2.4.

Cuplarea becurilor electrice la sursa de tensiune se face prin intermediul unui soclu, care poate avea una dintre formele prezentate în figura 2.5.

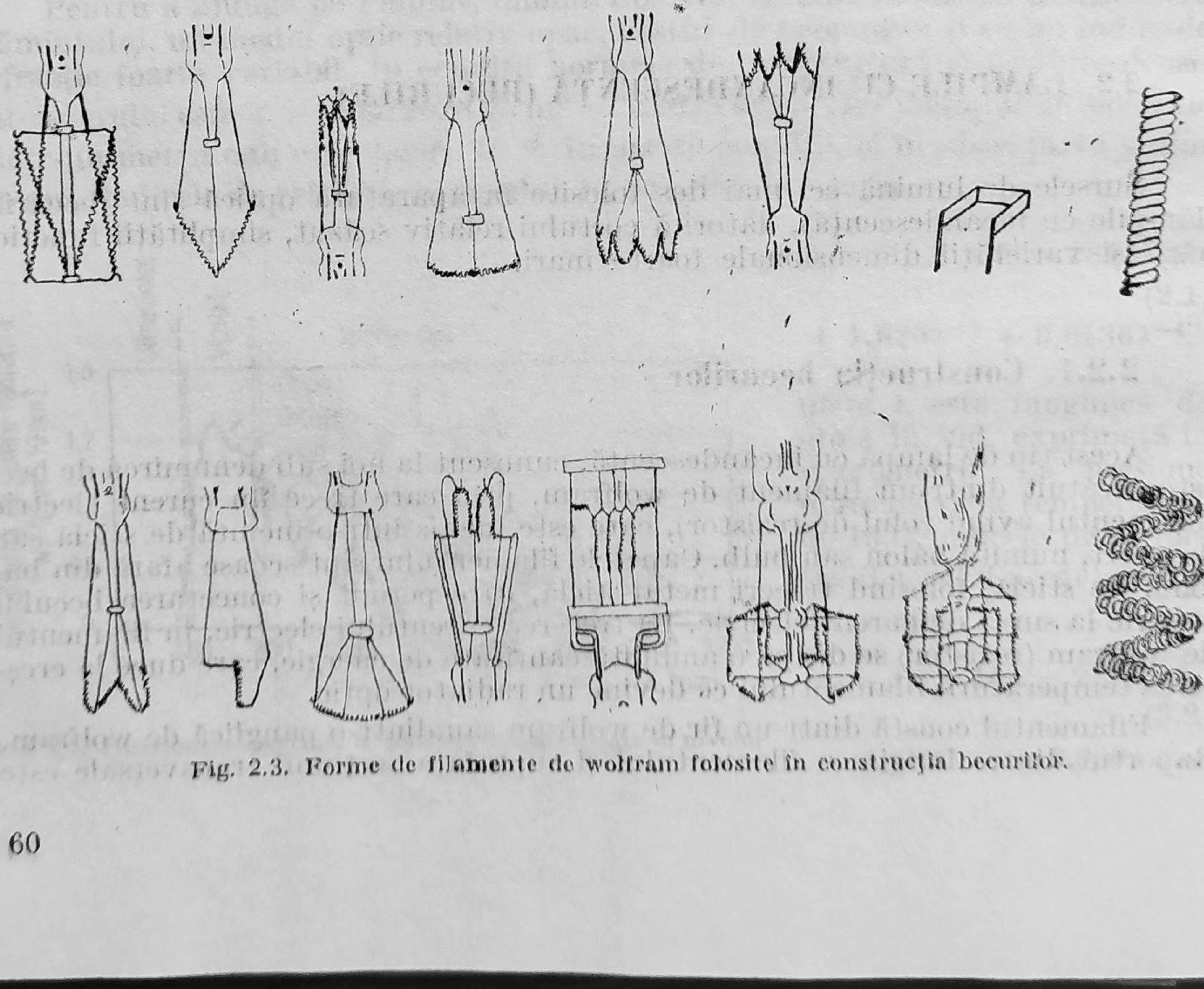


Fig. 2.3. Forme de filamente de wolfram folosite în construcția becurilor.

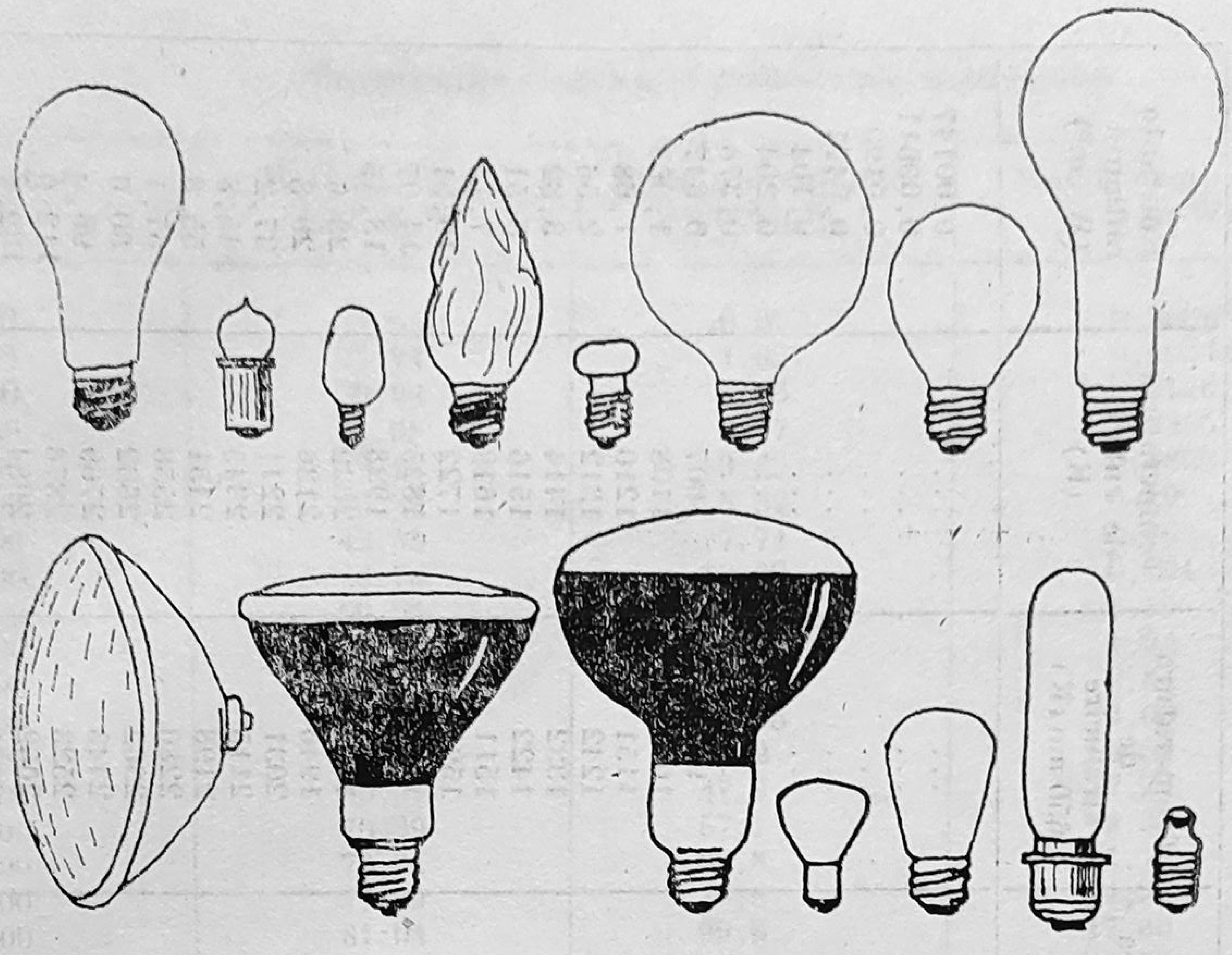


Fig. 2.4. Forme de baloane de sticlă folosite în construcția becurilor.

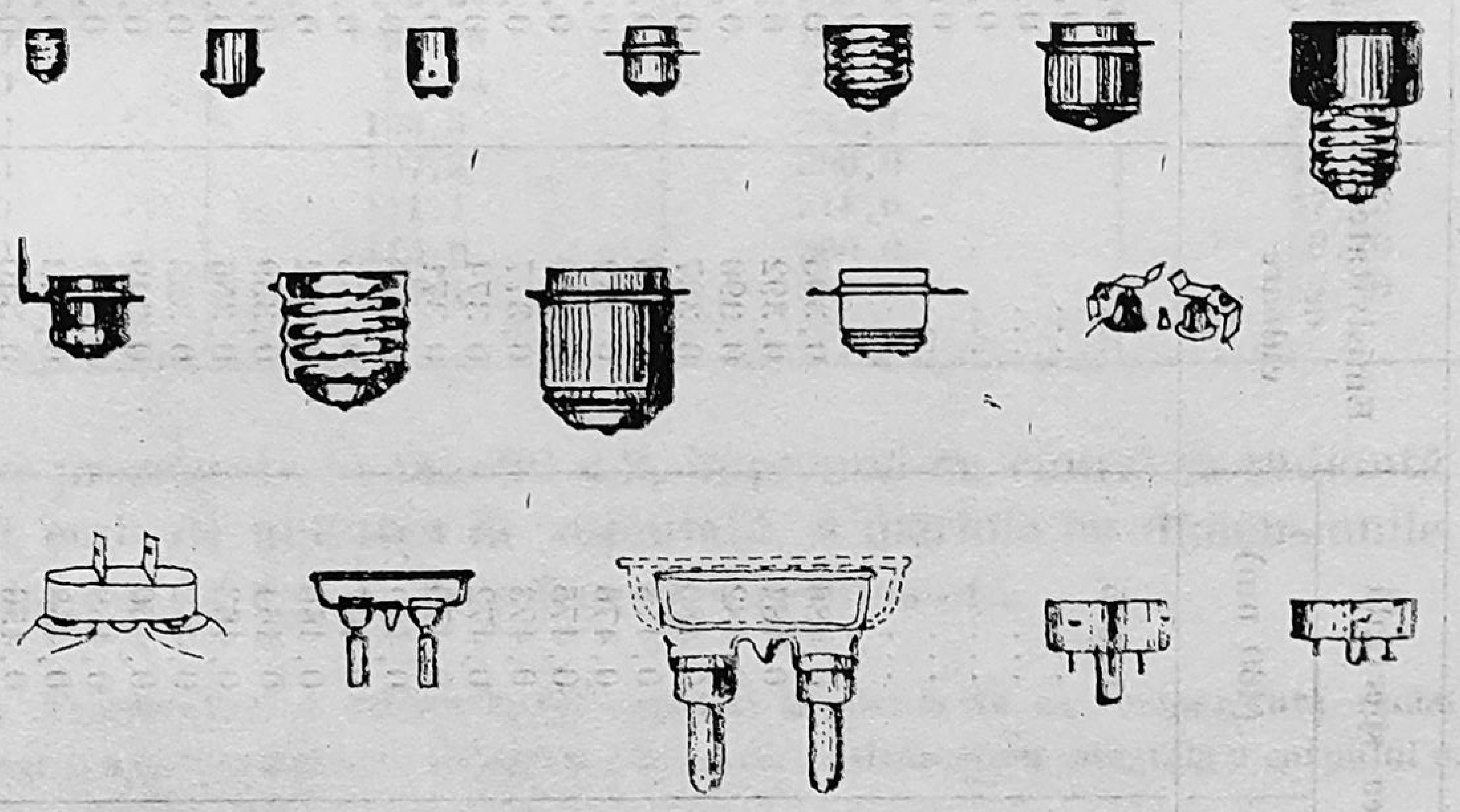


Fig. 2.5. Forme ale soclurilor becurilor electrice.

2.2.2. Caracteristicile becurilor electrice

Caracteristicile becurilor electrice depind de datele lor constructive și de scopul pentru care au fost construite. Ele pot varia de la o întreprindere constructoare la alta. Sînt însă unele mărimi de care trebuie să țină seama orice întreprindere constructoare.

Radianța totală și radianța spectrală. Radiația becurilor electrice poate fi estimată pe baza faptului că, peste întreaga regiune vizibilă a spectrului de radiație, un filament de wolfram poate fi aproximat printr-un corp cenușiu cu emisivitatea de 40—50% (vezi subdiviziunea 1.3.2). Proprietățile radiante ale unui fir de wolfram sînt prezentate în tabelul 2.1, rezistivitatea și rata de eva-

Tabelul 2.1

Proprietățile radiante ale wolframului

Temperatura (K)	Luminanța (cd/cm²)	Emisivitatea spectrală (650 nm)	Emisivitatea spectrală (460 nm)	Emisivitatea de culoare	Emisivitatea totală	Temperatura de strălucire 650 nm (K)	Temperatura de culoare (K)	Emitanța radiantă (W/cm²)
300	...	0,472	0,505	...	0,032	...	...	0,00147
400	...	...	...	...	0,042	...	...	0,00611
500	...	...	...	...	0,053	...	...	0,0190
600	...	...	...	...	0,064	...	...	0,0471
700	...	...	...	...	0,076	...	...	0,104
800	...	...	...	...	0,088	...	...	0,204
900	...	...	...	...	0,101	...	...	0,376
1000	0,0001	0,458	0,486	0,395	0,114	966	1007	0,647
1100	0,001	0,456	0,484	0,392	0,128	1059	1108	1,065
1200	0,006	0,454	0,482	0,390	0,143	1151	1210	1,68
1300	0,029	0,452	0,480	0,387	0,158	1242	1312	2,56
1400	0,11	0,450	0,478	0,385	0,175	1332	1414	3,82
1500	0,33	0,448	0,476	0,382	0,192	1422	1516	5,51
1600	0,92	0,446	0,475	0,380	0,207	1511	1619	7,71
1700	2,3	0,444	0,473	0,377	0,222	1599	1722	10,51
1800	5,1	0,442	0,472	0,374	0,236	1687	1825	14,07
1900	10,4	0,440	0,470	0,371	0,249	1774	1928	18,45
2000	20,0	0,438	0,469	0,368	0,260	1861	2032	23,6
2100	36,0	0,436	0,467	0,365	0,270	1946	2136	29,8
2200	61	0,434	0,466	0,362	0,279	2031	2241	37,2
2300	101	0,432	0,464	0,359	0,288	2115	2345	45,8
2400	157	0,430	0,463	0,356	0,296	2198	2451	55,8
2500	240	0,428	0,462	0,353	0,303	2280	2556	67,1
2600	350	0,426	0,460	0,349	0,311	2362	2662	80,6
2700	500	0,424	0,459	0,346	0,318	2443	2769	96,0
2800	690	0,422	0,458	0,343	0,323	2523	2876	112,9
2900	950	0,420	0,456	0,340	0,329	2602	2984	132,1
3000	1260	0,418	0,455	0,336	0,334	2681	3092	153,8
3200	2100	0,414	0,452	0,330	0,341	2837	3310	203
3400	3400	0,410	0,450	0,323	0,348	2989	3530	264
3600	5200	0,406	0,447	0,317	0,354	3137	3751	338

Tabelul 2.2

Proprietățile electrice și radiante ale wolframului

Temperatura (K)	Rezistivitatea (μΩ · cm)	Emitanța radiantă (W/cm²)	Randamentul luminos (lm/W)
1000	24,93	0,602	0,000693
1100	27,94	1,027	0,00344
1200	30,98	1,66	0,0126
1300	34,08	2,57	0,0355
1400	37,19	3,83	0,0899
1500	40,36	5,52	0,199
1600	43,55	7,74	0,395
1700	46,78	10,62	0,724
1800	50,05	14,19	1,19
1900	53,35	18,64	1,94
2000	56,67	24,04	2,84
2100	60,06	30,05	4,08
2200	63,48	38,2	5,52
2300	66,91	47,2	7,24
2400	70,39	57,7	9,39
2500	73,91	69,8	11,72
2600	77,49	83,8	14,34
2700	81,04	99,6	17,60
2800	84,70	117,6	20,53
2900	88,33	137,8	23,64
3000	92,04	160,5	27,25
3100	95,76	185,8	30,95
3200	99,54	214,0	34,70
3300	103,3	245,4	38,90
3400	107,2	280,0	43,20
3500	111,1	318,0	47,15
3600	115,0	360,0	50,70
3655	117,1	382,6	53,10

porare fiind prezentate în tabelul 2.2, împreună cu emitanța radiantă M_e (fluxul radiant emis de unitatea de suprafață, o mărime cu dimensiunile identice cu ale iradianței) și cu datele referitoare la eficiență.

Observație. Temperatura de strălucire (de radiație) se definește ca temperatura radiatorului integral (corp negru) a cărui strălucire integrală este egală cu strălucirea integrală a corpului de cercetat.

Reținem totuși faptul că datele prezentate în aceste tabele pot varia în funcție de configurația filamentului. Cu cît filamentul este mai bine și mai strîns spiralat, cu atît se apropie mai mult de radiatorul corp negru. De asemenea, o diferență de 50 K pentru temperatura de culoare măsurată în interiorul și în exteriorul filamentului elicoidal indică o creștere a luminozității părții interioare în raport cu partea exterioară de 70%.

Măsurătorile făcute asupra filamentelor au arătat că nu există o variație măsurabilă de temperatură de-a lungul firului, însă au fost observate variații neregulate de temperatură de pînă la ± 3 K.

După cum am arătat în subdiviziunea 1.3.2, emitanța spectrală a oricărui radiator poate fi determinată înmulțind emitanța spectrală a radiatorului corp

negru, aflat la aceeaşi temperatură, cu emisivitatea radiatorului considerat (vezi expresia (1.25)). Emisivitatea wolframului, în funcţie de temperatură, este arătată în figura 2.6. Folosind aceste date şi valorile emitanţei spectrale a corpului negru, se obţine emitenţa spectrală a wolframului, de forma prezentată în figura 2.7 (vezi şi tabelele 2.3 şi 2.4 pentru aceste valori).

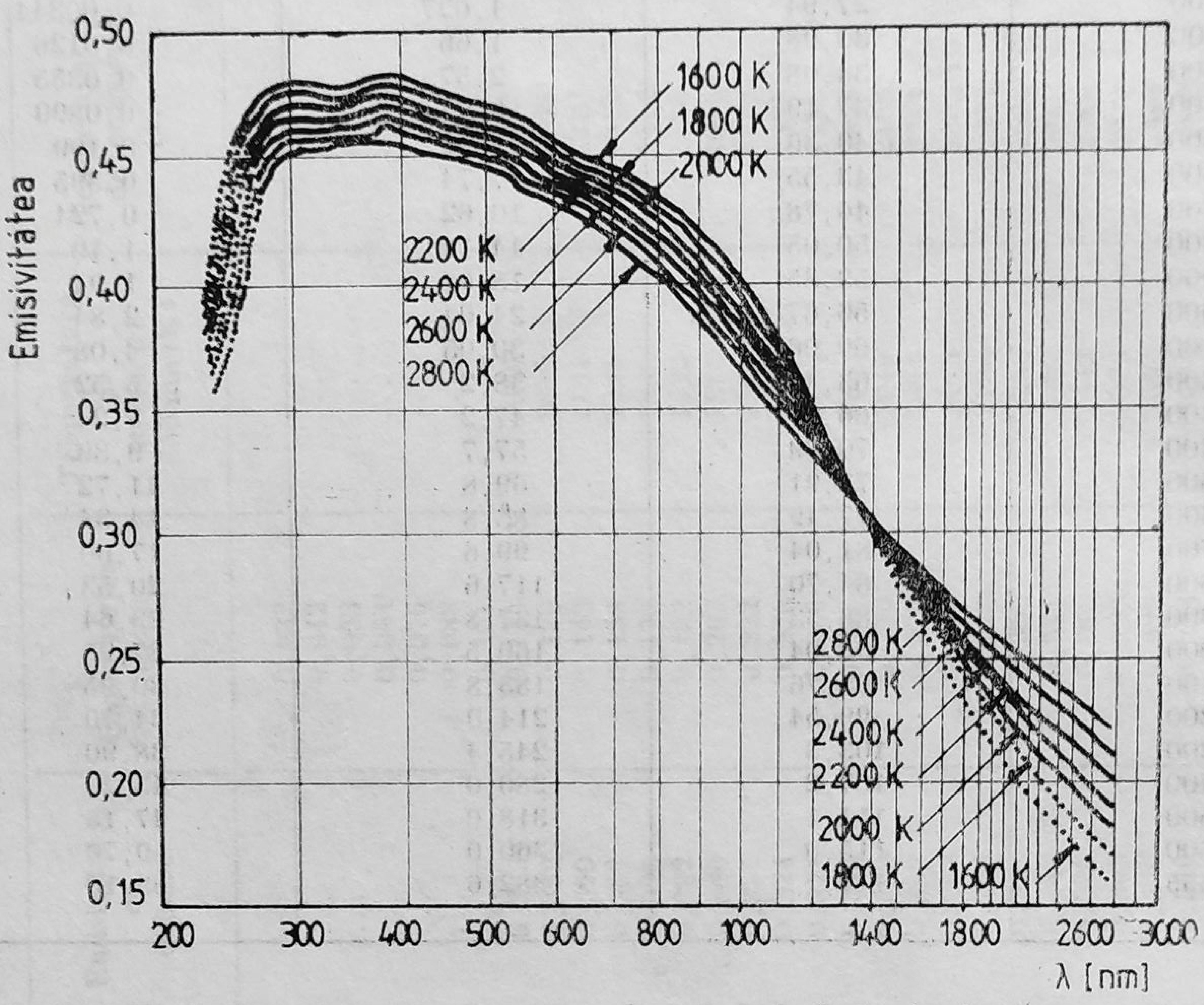


Fig. 2.6. Emisivitatea filamentului de wolfram de tipul panglică.

Deoarece radiaţia spectrală a wolframului la temperatura T poate fi aproximată ca radiaţia spectrală a unui corp cenuşiu aflat la temperatura $T_c(T)$ (temperatura de culoare), putem folosi o formulă aproximativă pentru calcularea emitanţei spectrale a radiatorului, cunoscînd emitanţa spectrală a corpului negru şi temperatura de culoare (vezi tabelul 2.1 pentru temperatura de culoare a wolframului). Emitanţa spectrală la temperatura T şi la lungimea de undă λ este dată de formula

$$M'(T, \lambda) \approx M_\lambda(T_c, \lambda) \frac{M_\lambda(T_B, 655\text{nm})}{M_\lambda(T_c, 655 \text{ nm})}, \tag{2.6}$$

unde T_B este temperatura de strălucire a radiatorului, pentru lungimea de undă $\lambda = 655$ nm. Formula (2.6) poate fi folosită şi în domeniul vizibil al spectrului. Emisivitatea spectrală luminoasă a wolframului este dată în figura 2.8, iar efi-

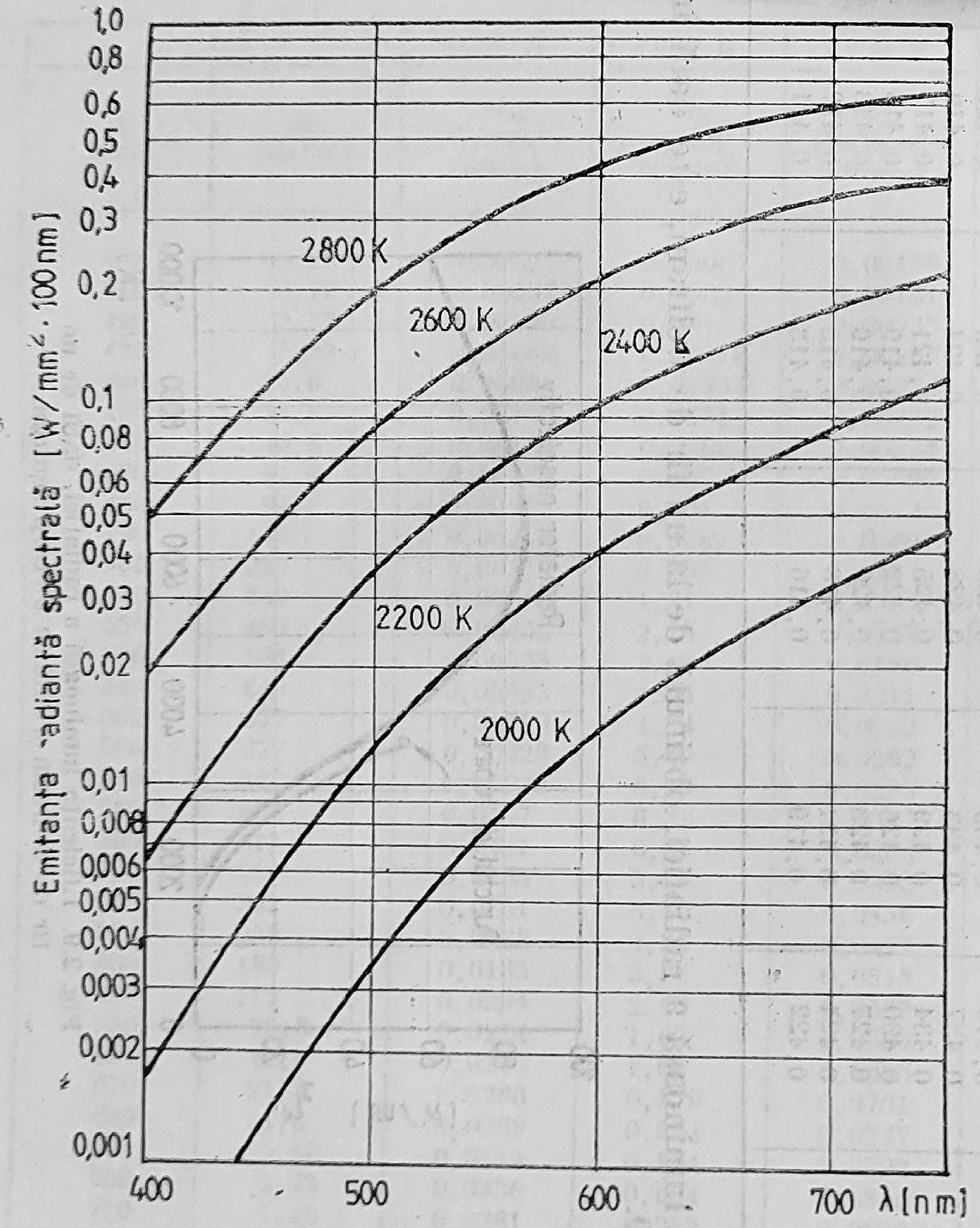


Fig. 2.7. Emitanța radiantă spectrală a wolframului.

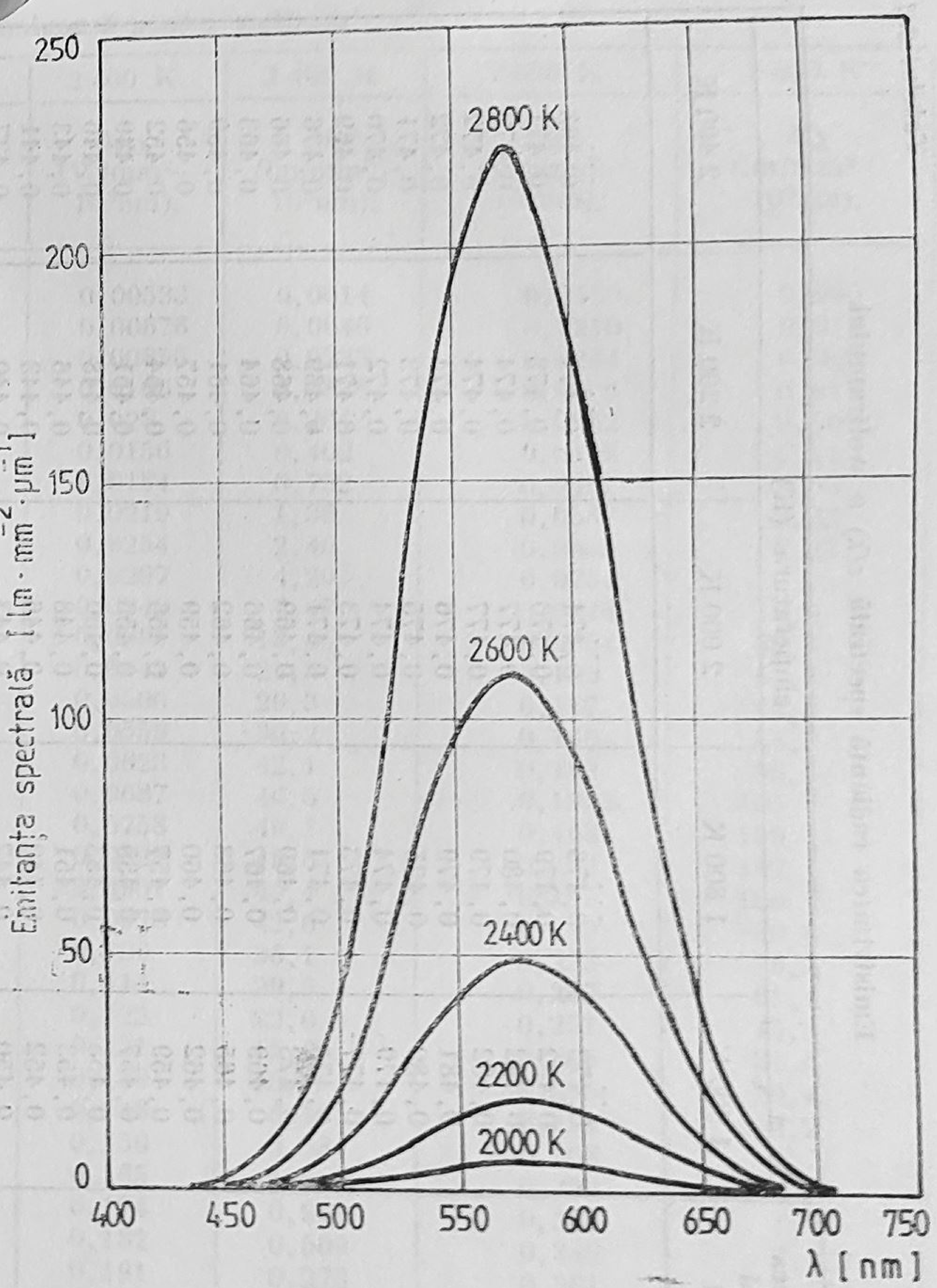


Fig. 2.8. Emitanța luminoasă spectrală a wolframului.

Tabelul 2.3

Emisivitatea radiantă spectrală ε(λ) a wolframului

Lungimea de undă λ(nm)	Temperatura (K)				
	1 600 K	1 800 K	2 000 K	2 200 K	2 400 K
300	...	...	...	...	...
310	0,479	0,476	0,474	0,471	0,468
320	0,482	0,479	0,476	0,473	0,471
330	0,482	0,480	0,477	0,474	0,472
340	0,482	0,479	0,477	0,474	0,472
350	0,481	0,479	0,476	0,474	0,472
360	0,480	0,475	0,475	0,473	0,471
370	0,479	0,474	0,474	0,472	0,470
380	0,477	0,473	0,473	0,471	0,469
390	0,475	0,471	0,471	0,469	0,476
400	0,473	0,469	0,469	0,468	0,466
420	0,469	0,467	0,466	0,464	0,463
440	0,465	0,463	0,462	0,461	0,459
460	0,462	0,460	0,459	0,457	0,456
480	0,459	0,457	0,456	0,454	0,452
500	0,457	0,455	0,453	0,451	0,449
520	0,455	0,453	0,450	0,448	0,446
540	0,453	0,451	0,448	0,446	0,443
560	0,452	0,449	0,446	0,443	0,441
580	0,450	0,447	0,443	0,440	0,437
600	0,447	0,444	0,440	0,437	0,434
620	0,445	0,441	0,437	0,433	0,430
640	0,442	0,438	0,434	0,430	0,426
660	0,441	0,436	0,432	0,428	0,424
680	0,440	0,435	0,430	0,426	0,421
700	0,437	0,433	0,428	0,424	0,419
720	0,434	0,429	0,425	0,421	0,417
740	0,430	0,426	0,422	0,419	0,415
760	0,427	0,423	0,420	0,416	0,413
780	0,424	0,421	0,418	0,415	0,412
800	0,422	0,419	0,416	0,413	0,411

cacitatea luminoasă a radiației, obținută de la un fir de wolfram, este dată în figura 2.9.

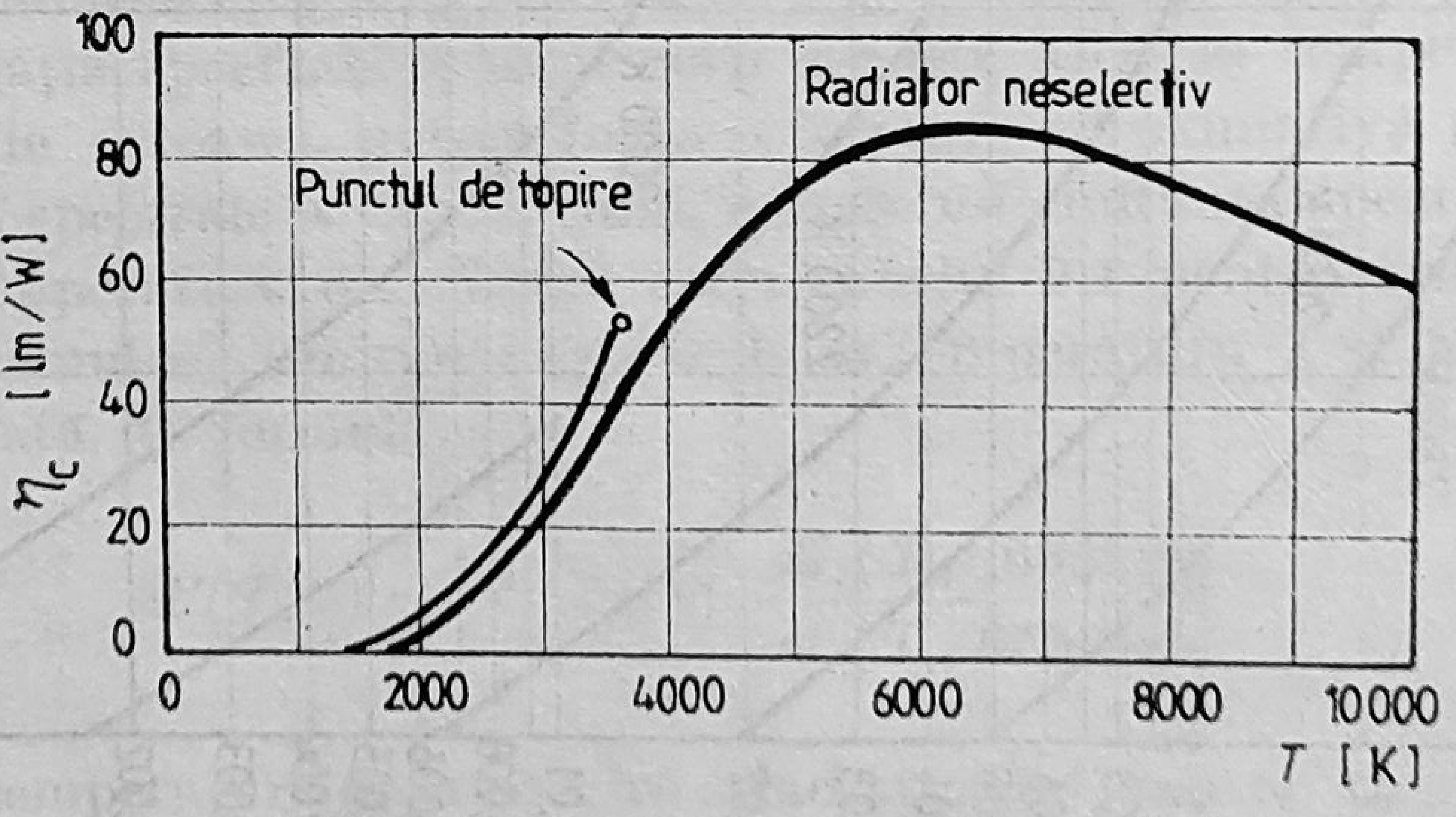


Fig. 2.9. Eficiența luminoasă a radiației, dată de un fir de wolfram și dată de un corp cenușiu.

Tabelul 2.4

Emitanța radiantă spectrală și emitanța luminoasă pentru wolfram

λ (nm)	K_λ (lm/W),	2 000 K $M_{e\lambda}$ (W/mm² · 10³nm),	2 000 K M_λ (lm/mm² · 10³nm),	2 200 K $M_{e\lambda}$ (W/mm² · 10³nm),	2 200 K M_λ (lm/mm$_0$² · 10³nm),	2 400 K $M_{e\lambda}$ (W/mm² · 10³nm),	2 400 K M_λ (lm/mm² · 10³nm),	2 600 K $M_{e\lambda}$ (W/mm² · 10³nm),	2 600 K M_λ (lm/mm² · 10³nm),
400	0,27	0,00027	0,00007	0,00138	0,0004	0,00533	0,0014	0,0169	0,005
410	0,72	0,00037	0,00026	0,00181	0,0013	0,00678	0,0049	0,0210	0,015
420	2,72	0,00050	0,00135	0,00233	0,0063	0,00856	0,0233	0,0254	0,069
430	7,89	0,00065	0,00516	0,00297	0,0234	0,0106	0,0838	0,0306	0,211
440	15,6	0,00085	0,01333	0,00373	0,0584	0,028	0,201	0,0362	0,566
450	25,8	0,00109	0,0281	0,00462	0,119	0,0156	0,402	0,0429	1,11
460	40,8	0,00138	0,0562	0,00574	0,234	0,0184	0,752	0,0497	2,03
470	61,9	0,00172	0,107	0,00696	0,431	0,0219	1,36	0,0587	3,63
480	94,5	0,00213	0,201	0,00828	0,738	0,0254	2,40	0,0659	6,23
490	141	0,00260	0,368	0,00997	1,41	0,0297	4,20	0,0754	10,7
500	220	0,00314	0,691	0,0115	2,54	0,0340	7,47	0,0848	18,6
510	342	0,00383	1,31	0,0136	4,66	0,0391	13,4	0,0954	32,6
520	483	0,00452	2,18	0,0157	7,56	0,0442	21,3	0,106	51,3
530	586	0,00535	3,14	0,0180	10,6	0,0500	29,3	0,117	68,4
540	649	0,00623	4,04	0,0211	13,7	0,0559	36,2	0,130	84,3
550	677	0,00713	4,84	0,0233	15,8	0,0623	42,1	0,143	96,6
560	677	0,00828	5,60	0,0262	17,8	0,0687	46,5	0,1555	105
570	647	0,00942	6,10	0,0293	19,0	0,0758	49,1	0,168	109
580	592	0,0107	6,32	0,0327	19,3	0,0828	49,0	0,182	107
590	515	0,0121	6,21	0,0360	18,6	0,0901	46,4	0,195	100
600	429	0,0135	5,78	0,0398	17,1	0,0978	42,0	0,209	89,6
610	342	0,0151	5,16	0,0436	14,9	0,106	36,1	0,233	76,3
620	259	0,0168	4,34	0,0477	12,4	0,114	29,5	0,237	61,4
630	180	0,0185	3,34	0,0518	9,34	0,122	22,0	0,251	45,3
640	119	0,0204	2,43	0,0562	6,68	0,131	15,6	0,266	31,6
650	72,8	0,0224	1,63	0,0607	4,42	0,139	10,1	0,280	20,4
660	41,5	0,0245	1,02	0,0653	2,71	0,148	6,13	0,294	12,2
670	21,8	0,0266	0,579	0,0701	1,53	0,156	3,38	0,308	6,71
680	11,6	0,0289	0,334	0,0747	0,864	0,165	1,91	0,322	3,72
690	5,58	0,0312	0,174	0,0793	0,442	0,174	0,969	0,335	1,87
700	2,79	0,0336	0,094	0,0846	0,236	0,182	0,509	0,349	0,972
710	1,43	0,0361	0,052	0,0896	0,128	0,191	0,273	0,361	0,516
720	0,68	0,0386	0,026	0,0946	0,064	0,200	0,136	0,374	0,254
730	0,34	0,0412	0,014	0,0996	0,034	0,208	0,071	0,386	0,13

Efectele datorate variației tensiunii. Folosind becul electric la o tensiune mai mare decît cea normală, intensitatea luminoasă crește rapid, însă timpul de viață al becului se micșorează foarte mult. Aceste efecte pot fi determinate cantitativ utilizînd datele din tabelul 2.2, însă se obișnuiește să se folosească formule cu care se pot calcula corect mărimile implicate. În funcție de raportul dintre tensiunea de funcționare a becului și tensiunea nominală, variația diferitelor mărimi caracteristice este dată de expresiile:

$$\text{pentru flux} \qquad \frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\alpha_\varphi},$$

$$\text{pentru curent} \qquad \frac{i}{i_0} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\alpha_i},$$

$$\text{pentru putere} \qquad \frac{P}{P_0} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\alpha_P}, \tag{2.7}$$

$$\text{pentru randament} \qquad \frac{\eta}{\eta_0} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\alpha_\eta},$$

$$\text{pentru temperatură} \qquad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\alpha_T},$$

$$\text{pentru timpul de viață} \qquad \frac{t}{t_0} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\alpha_t}.$$

Mărimile notate cu indicele zero corespund valorilor nominale ale tensiunii iar valorile exponenților sînt date în tabelul 2.5.

Tabelul 2.5

Valorile exponenților care apar în relațiile (2.7) în cazul a cîtorva tipuri de becuri electrice care funcționează în curent continuu

Exponentul	120 V, 60—150 W, 6—8V, 32cd	120 V, P>200 W 6—8 V, 21 cd	Filament panglică, $U = 6$V		
			9 A	18 A	30 A
α_φ	3,613	3,38	3,83	3,77	3,71
α_P	1,523	1,543	1,5	1,53	1,58
α_i	0,523	0,543	0,5	0,53	0,58
α_η	2,090	1,841	2,33	2,23	2,14
α_t	−13,5	−13,1	—	—	—
α_T	0,398	0,382	0,38	0,39	0,38

Dependența timpului de viață de temperatura de funcționare a lămpilor incandescente cu filament tip panglică este ilustrată în figura 2.10 pentru trei tipuri de lămpi. De reținut că temperatura de culoare variază aproape liniar cu mărimea curentului electric între 2200 K și 3100 K, valoarea temperaturii de culoare fiind dată de expresiile

$$T_c = 610 + 267\,i, \qquad \text{pentru lămpile de 9A,}$$
$$T_c = 650 + 130i, \qquad \text{pentru lămpile de 18 A,} \tag{2.8}$$
$$T_c = 800 + 50\,i, \qquad \text{pentru lămpile de 30 A,}$$

intensitatea i a curentului electric exprimîndu-se în amperi.

Ecuațiile exponențiale (2.7) dau valori rezonabile cînd tensiunea de lucru V depășește cu 80% — 130% tensiunea nominală V_0. În afara acestui domeniu de valori ale tensiunii de lucru trebuie folosite rezultatele prezentate în figura 2.11.

Efectele determinate de variațiile de tensiune depind de două proprietăți ale lămpile incandescente și anume;

1) creșterea rezistenței filamentului și încălzirea mai puternică a filamentului;

2) influența inerției filamentului (inerția termică).

Aceste proprietăți determină timpul necesar pentru ca filamentul să ajungă

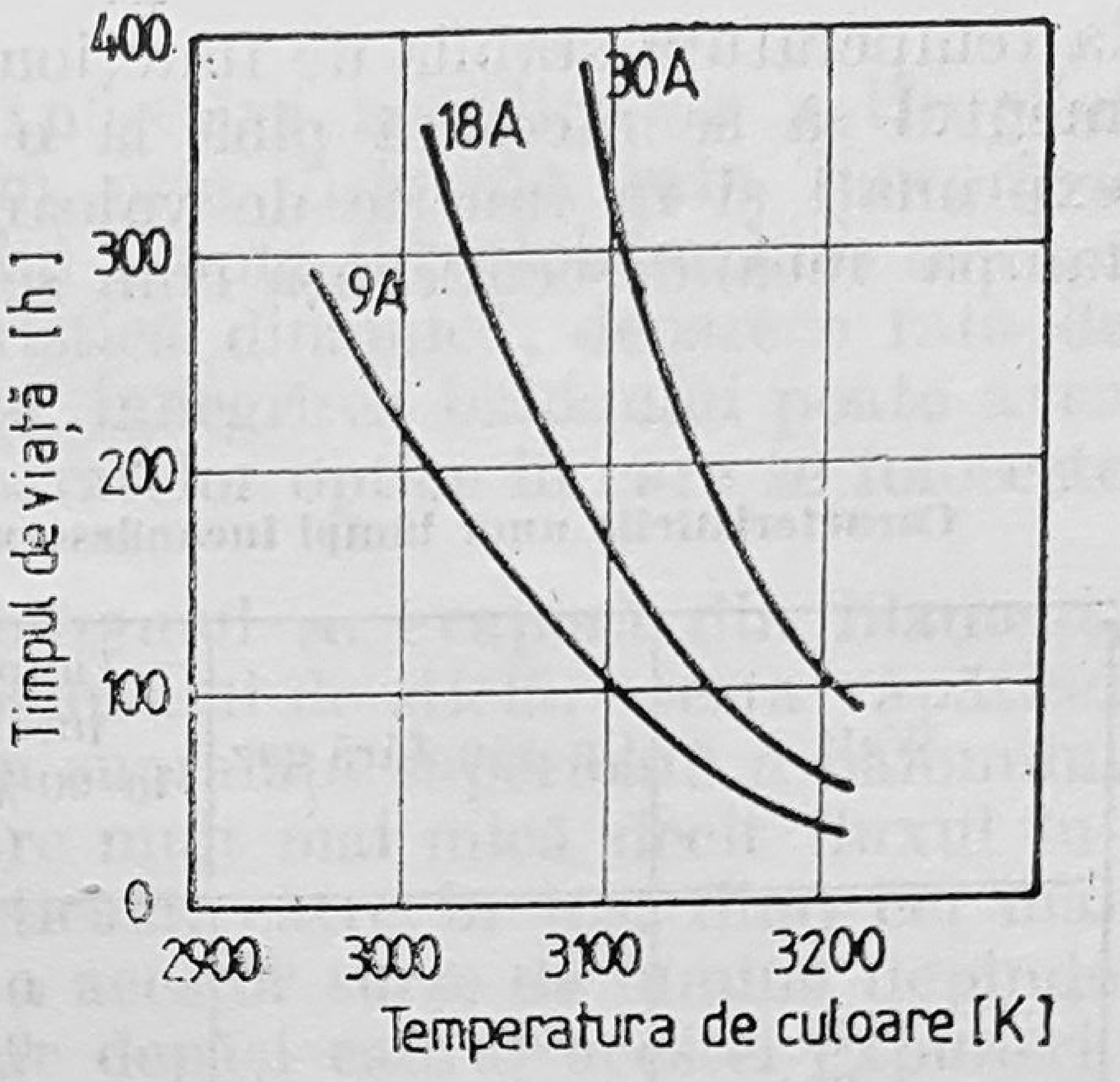


Fig. 2.10. Caracteristicile de viață corespunzătoare lămpilor incandescente cu filament de wolfram de tipul panglică.

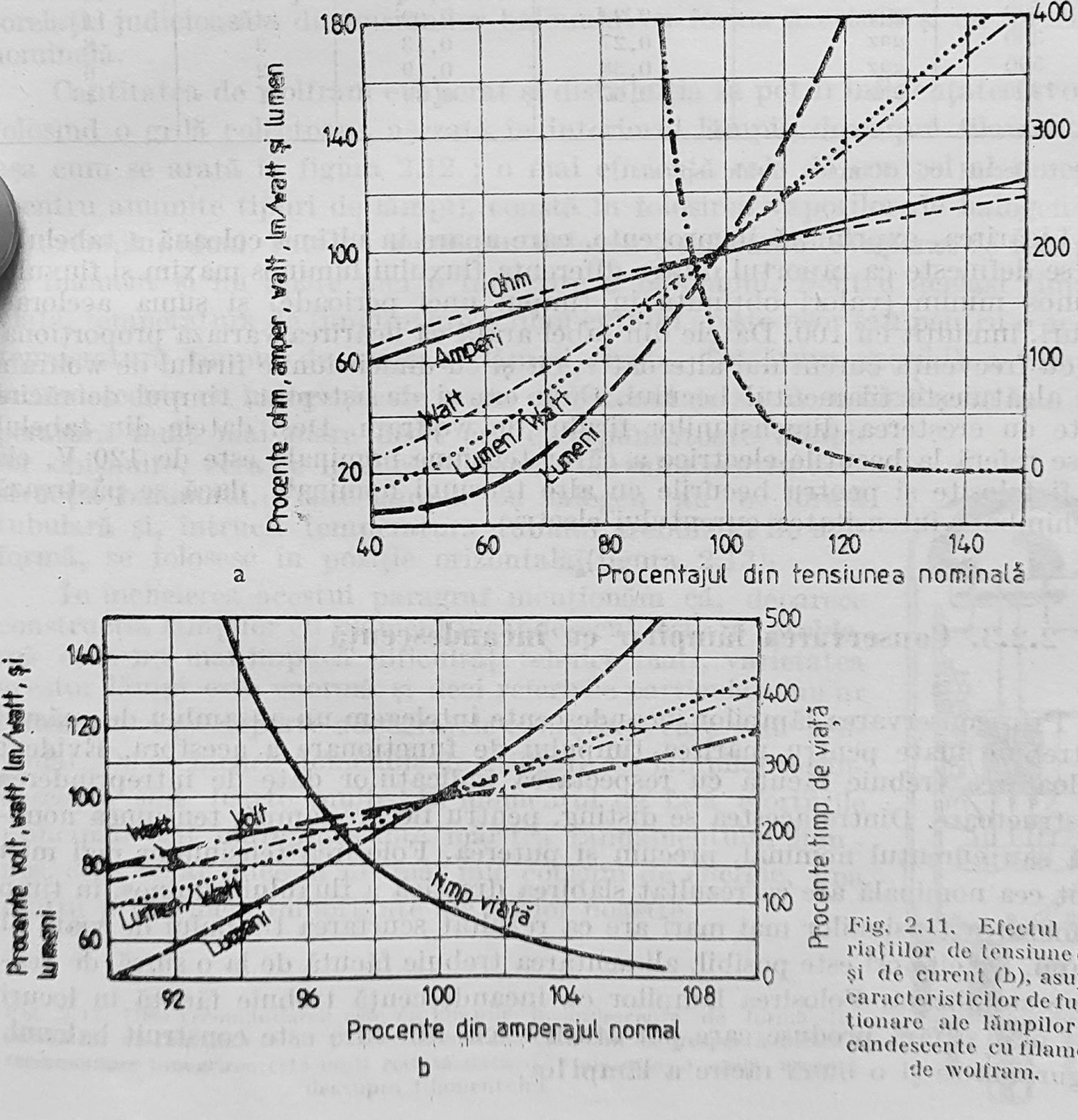


Fig. 2.11. Efectul variațiilor de tensiune (a), și de curent (b), asupra caracteristicilor de funcționare ale lămpilor incandescente cu filament de wolfram.

la temperatura stabilă de funcţionare a lămpii şi timpul necesar pentru ca filamentul să se răcească pînă la o temperatură dată. Aceşti timpi mai pot fi exprimaţi şi în funcţie de valoarea maximă a fluxului luminos, furnizat de lampa incandescentă, aşa cum se arată în tabelul 2.6.

Tabelul 2.6

Caracteristicile unor lămpi incandescente cu vid şi cu gaz, cu tensiunea nominală de 120 V

Watt	Cu sau fără gaz	Timpul de încălzire la 90% · F_{max} (s)	Timpul de răcire la 10% · F_{max} (s)	Licărirea, % 60 Hz	Licărirea, % 25 Hz
6	vid	0,04	0,01	29	69
10	vid	0,06	0,02	17	40
25	vid	0,10	0,03	10	28
40	gaz	0,07	0,03	13	29
60*	gaz	0,10	0,04	8	19
100*	gaz	0,13	0,06	5	14
200	gaz	0,22	0,09	4	11
300	gaz	0,27	0,13	3	8
500	gaz	0,38	0,19	2	6
1000	gaz	0,67	0,30	1	4

* Becuri cu filament dublu spiralat.

Licărirea, exprimată în procente, care apare în ultima coloană a tabelului 2.6, se defineşte ca raportul dintre diferenţa fluxului luminos maxim şi fluxului luminos minim (valori obţinute în timpul unei perioade) şi suma aceloraşi fluxuri, înmulţit cu 100. Datele din tabel arată că licărirea variază proporţional atît cu frecvenţa curentului alternativ, cît şi cu dimensiunile firului de wolfram care alcătuieşte filamentul becului. Cum era şi de aşteptat, timpul de răcire creşte cu creşterea dimensiunilor firului de wolfram. Deşi datele din tabelul 2.6 se referă la becurile electrice a căror tensiune nominală este de 120 V, ele pot fi folosite şi pentru becurile cu alte tensiuni nominale, dacă se păstrează neschimbată intensitatea curentului electric.

2.2.3. Conservarea lămpilor cu incandescenţă

Prin conservarea lămpilor incandescente înţelegem un ansamblu de măsuri ce trebuie luate pentru mărirea timpului de funcţionare a acestora. Evident exploatarea trebuie făcută cu respectarea indicaţiilor date de întreprinderea constructoare. Dintre acestea se disting, pentru fiecare lampă, tensiunea nominală sau curentul nominal, precum şi puterea. Folosirea tensiunilor mai mici decît cea nominală are ca rezultat slăbirea drastică a fluxului luminos, în timp ce folosirea tensiunilor mai mari are ca rezultat scurtarea timpului de viaţă al lămpii. De cîte ori este posibil, alimentarea trebuie făcută de la o sursă de tensiune stabilizată. Folosirea lămpilor cu incandescenţă trebuie făcută în locuri fără praf şi fără produse care pot ataca sticla din care este construit balonul, asigurîndu-se şi o bună răcire a lămpilor.

În cele mai multe cazuri, rezultatul exploatării nejudicioase a lămpilor cu incandescenţă se manifestă (dacă lampa nu este distrusă), prin înnegrirea balonului de sticlă. Efectul înnegririi balonului asupra fluxului luminos se consideră, de cele mai multe ori, ca o caracteristică dinamică, deoarece rata de variaţie este relativ scăzută. Pe de altă parte, înnegrirea balonului poate avea un efect important asupra performanţelor aparatelor optice în care se foloseşte lampa incandescentă.

Chiar şi în lămpile umplute cu gaz wolframul se evaporă din filament, iar vaporii se depun în partea superioară a balonului de sticlă, acesta căpătînd o culoare neagră-cenuşie. Fluxul luminos prin suprafaţa superioară a balonului va scădea gradat în timp şi va avea o valoare mult mai mică decît fluxul luminos din oricare altă direcţie, direcţia verticală, către în jos, fiind cel mai puţin afectată. Rata de înnegrire temporală a acestor surse de lumină depinde şi de alţi factori, însă o discuţie completă ar depăşi cadrul acestei expuneri. Accentuăm totuşi că este indicat ca deasupra lămpilor cu incandescenţă să nu se aşeze lentile, reflectoare etc., fapt care ar duce la scăderea drastică a timpului de viaţă al lămpii. În practică efectul de înnegrire se micşorează printr-o corelaţie judicioasă a dimensiunilor balonului cu forma acestuia şi cu presiunea nominală.

Cantitatea de wolfram evaporat şi distribuţia sa pot fi influenţate favorabil folosind o grilă colectoare, aşezată în interiorul lămpii, deasupra filamentului, aşa cum se arată în figura 2.12. ; o mai eficientă cale de control al înnegririi (pentru anumite tipuri de lămpi), constă în folosirea vaporilor de halogeni, ca, de exemplu, idoul. Într-un mediu cu halogeni, wolframul evaporat se redepune pe filament şi nu apare nici o înnegrire a balonului. Pentru acelaşi timp de viaţă, temperatura de funcţionare a filamentului creşte uşor sau pentru o aceeaşi temperatură timpul de viaţă al lămpii creşte. Trăsătura specială a lămpilor incandescente cu halogeni este aceea că balonul de sticlă se încălzeşte la o temperatură mult mai mare decît cea corespunzătoare lămpilor obişnuite, ceea ce implică folosirea cuarţului pentru construcţia balonului. Toate lămpile cu halogen au o formă tubulară şi, întrucît temperatura tubului trebuie să fie uniformă, se folosesc în poziţie orizontală (figura 2.13).

În încheierea acestui paragraf menţionăm că, deoarece construcţia lămpilor cu filament incandescent, este o problemă care nu mai implică dificultăţi tehnice mari, varietatea acestor lămpi este enormă şi deci referirile particulare nu ar reflecta nici pe departe adevăratele cunoştinţe care s-au acumulat. De asemenea domeniile de utilizare ale lămpilor incandescente sînt foarte multe. În momentul de faţă eforturile principale sînt îndreptate spre mărirea randamentului luminos, ceea ce ar duce la un mai mic consum de energie, una dintre problemele importante ale zilelor noastre.

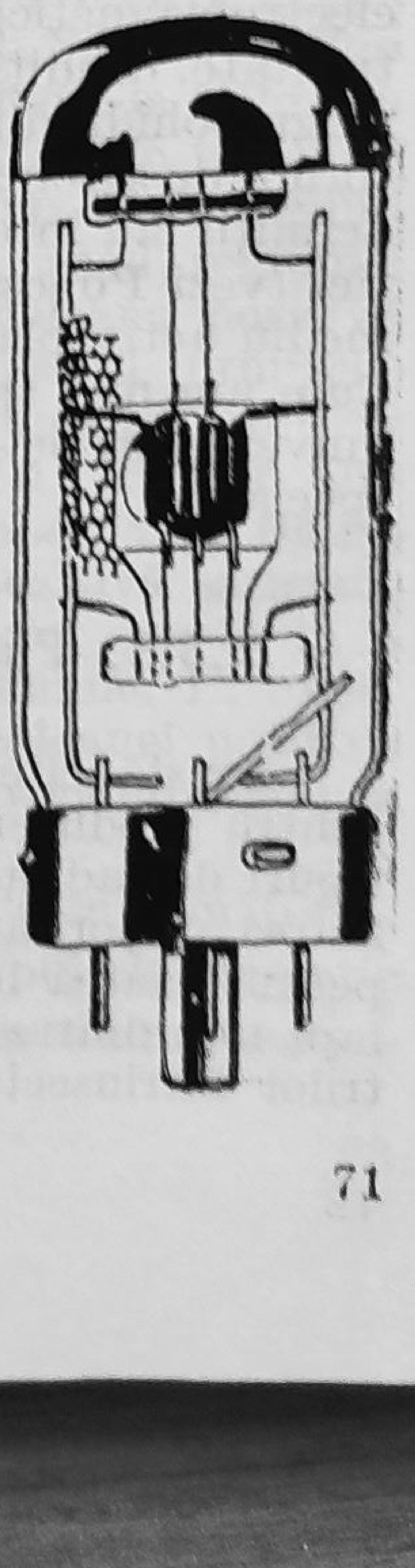


Fig. 2.12. Deşi recomandarea este ca lămpile incandescente de formă tubulară să nu funcţioneze în poziţie orizontală, cînd nu se respectă această recomandare înnegrirea este mult redusă dacă se foloseşte o grilă aşezată deasupra filamentului.

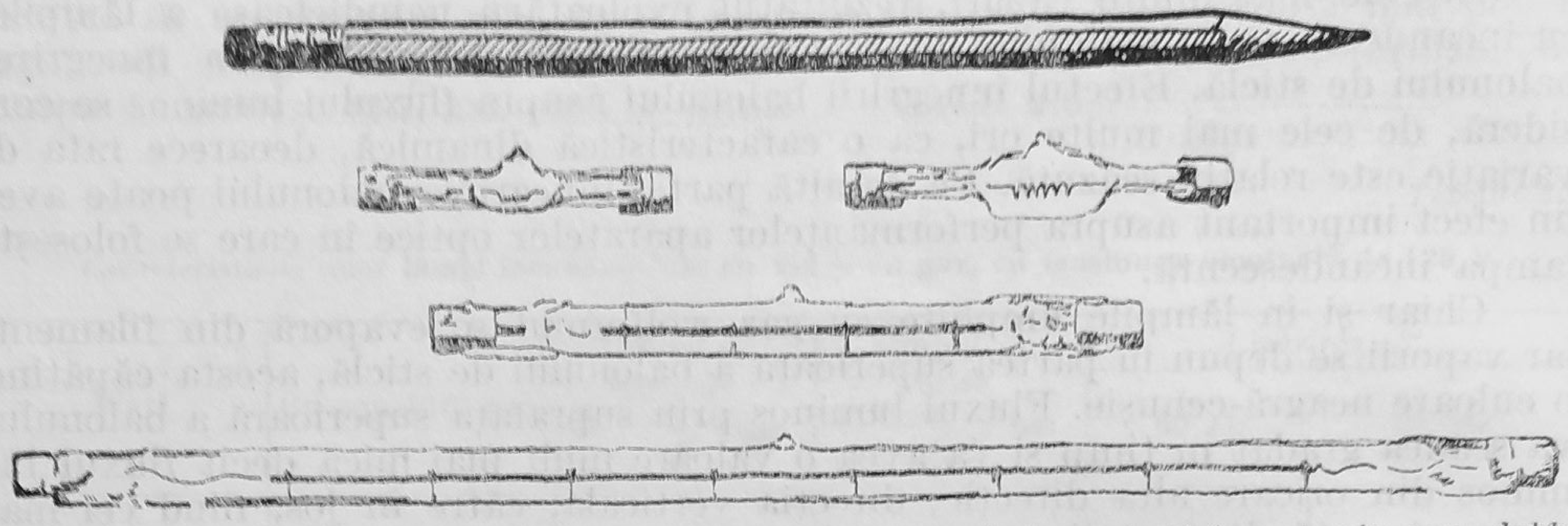


Fig. 2.13. Lămpi tubulare de cuarţ, cu halogeni, care folosesc filamente liniare simplu sau dublu spiralate. Poziţia de funcţionare a acestor lămpi este cea orizontală, excepţie făcînd lămpile de mică lungime.

2.3. SURSELE DE LUMINĂ CARE FOLOSESC PLASMA CA MEDIU ACTIV

Lămpile cu incandescenţă analizate pînă acum prezintă cel puţin trei inconveniente majore:

1) ele nu pot fi folosite ca surse de radiaţie, cînd caracterul spectral al luminii dorite diferă mult de cel al radiatorului corp negru cu temperatura sub 3.500 K; de exemplu, lămpile cu filament de wolfram nu pot furniza temperaturi de culoare mult mai mari, sau spectre de linii, direct;

2) ele nu permit obţinerea unor luminanţe mai mari de 50 cd/mm^2;

3) constanta de timp a acestor lămpi poate să nu fie acceptabilă.

Toate aceste limitări ale lămpilor cu incandescenţă dispar atunci cînd se folosesc lămpile cu plasmă. Din punct de vedere cinetic, plasma se defineşte ca un sistem de particule neutre, electroni, ioni, cuante de radiaţie şi cîmpuri electromagnetice în continuă interacţiune, care satisface condiţia de cvasineutralitate, condiţia de dimensiune şi condiţia de interacţiune. Din punct de vedere magnetohidrodinamic, plasma este un fluid conductor în care prezenţa purtătorilor de sarcină influenţează decisiv proprietăţile electrice ale mediului. Ambele definiţii iau în consideraţie prezenţa componentei fotonice, deci prezenţa radiaţiei (vezi Popescu şi Toader, 1983). Pentru a obţine surse luminoase avînd ca mediu activ plasma, trebuie obţinută mai întîi starea de plasmă a substanţei. Cum am mai spus, deşi plasma reprezintă mai mult de 99,99% din substanţa universului, pe Pămînt ea trebuie obţinută prin metode speciale şi în condiţii speciale.

2.3.1. Plasma ca sursă de radiaţie

Există cîteva zeci de tipuri de plasme, dintre care unele pot fi folosite pentru producerea radiaţiei spectrului luminos, iar altele duc la apariţia altor tipuri de radiaţii, ca, de exemplu radiaţia de frînare, radiaţia ciclotronică etc. Marea majoritate a plasmelor reci şi a plasmelor medii (plasmele neizoterme) permit luarea în consideraţie a componentei fotonice ca sursă de lumină. De fapt una dintre cele mai importante metode folosite pentru măsurarea parametrilor intrinseci ai plasmelor este metoda optico-spectrală.

Dacă într-un volum oarecare bine ales, care conține particule neutre la o presiune dată, se disipă o cantitate de energie, atunci iau naștere componenta electronică și componentele electrice ale plasmei ca rezultat al proceselor de exitare și, respectiv, de ionizare, ce se produc. În funcție de modul în care se disipă energia electromagnetică, putem avea plasme rezistive (luminescente, corona, de arc, de scînteie, reflexă etc.), plasme polarizate (tranziente, pulsantă, luminescentă de înaltă frecvență etc.) și plasme inductive (inelare de înaltă frecvență, de microunde etc.), toate aceste tipuri de plasme putînd fi folosite ca surse de lumină. Deoarece plasma luminescentă, plasma de arc și plasma de scînteie sînt cele mai folosite ca sursă de lumină, vom face o succintă trecere în revistă a acestora.

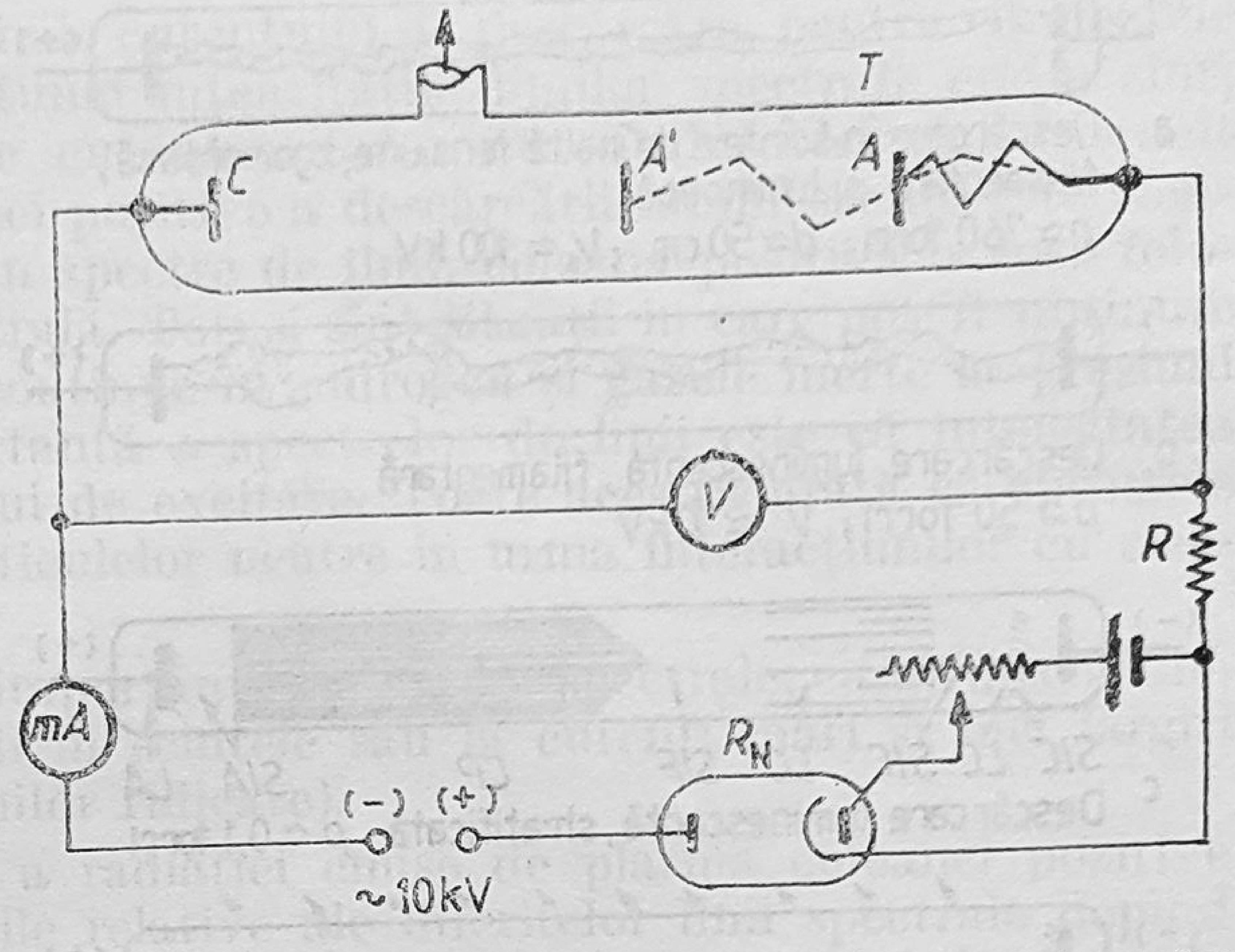


Fig. 2.14. Schema unei experiențe folosite curent pentru obținerea plasmei descărcării luminescente.

Plasma luminescentă. Pentru obținerea plasmei luminescente putem folosi fie metoda rezistivă, fie metoda capacitivă, fie metoda inductivă. Limitîndu-ne la metoda rezistivă, în curent continuu, vom apela la experiența reprezentată schematic în figura 2.14, în care în tubul de sticlă T, cu lungimea de aproximativ 50 cm se află doi electrozi metalici sub formă de disc, un catod C fix și un anod A mobil, pe care se aplică o diferență de potențial de ordinul miilor de volți, prin intermediul unei rezistențe de sarcină, care poate fi dioda R_d în serie cu un rezistor obișnuit R. Dacă tubul este vidat, prin circuitul electric nu trece nici un curent, atîta timp cît electrozii se află la o anumită distanță. Dacă în tubul T, de descărcare cu diametrul de aproximativ 4 cm, introducem de exemplu neon, la presiunea de un torr, (cca 131 N/m^2), variind tensiunea începînd de la zero și menținînd distanța dintre electrozi la valoarea maximă de 50 cm, se produce străpungerea gazului pentru valori ale tensiunii de aproximativ 1 000 V. Spațiul dintre catod și anod este divizat de regiuni luminoase, în alternanță cu regiuni întunecoase. Începînd de la catod, regiunile luminoase sînt lumina catodică (LC), lumina negativă (LN), coloana pozitivă (CP) și lumina anodică (LA), iar regiunile întunecoase sînt spațiul întunecat catodic ($SÎC$), spațiul întunecat Croockes ($SÎC$), spațiul întunecat Faraday ($SÎF$), care este cel mai întins, și spațiul întunecat anodic ($SÎA$). Pentru alte domenii de presiune forma luminoasă a descărcării se schimbă (vezi figura 2.15a, b, c și d). Dintre regiunile prezentate, numai coloana pozitivă satisface condițiile de plasmă (uneori și lumina negativă), deci problema constă în a elimina toate celelalte regiuni, sau cel puțin a le reduce dimensiunile. În experiența în curent continuu, descrisă, se poate face ca plasma coloanei pozitive să ocupe cea mai mare parte a spațiului catod-anod alegînd convenabil distanța catod-anod și presiunea gazului materiei prime.

Mecanismul de apariție a plasmei descărcării luminescente este următorul. Electronii liberi din spațiul catod-anod sînt accelerați în cîmpul electrostatic aplicat din exterior și dau naștere, ca rezultat al procesului de ionizare, la ava-

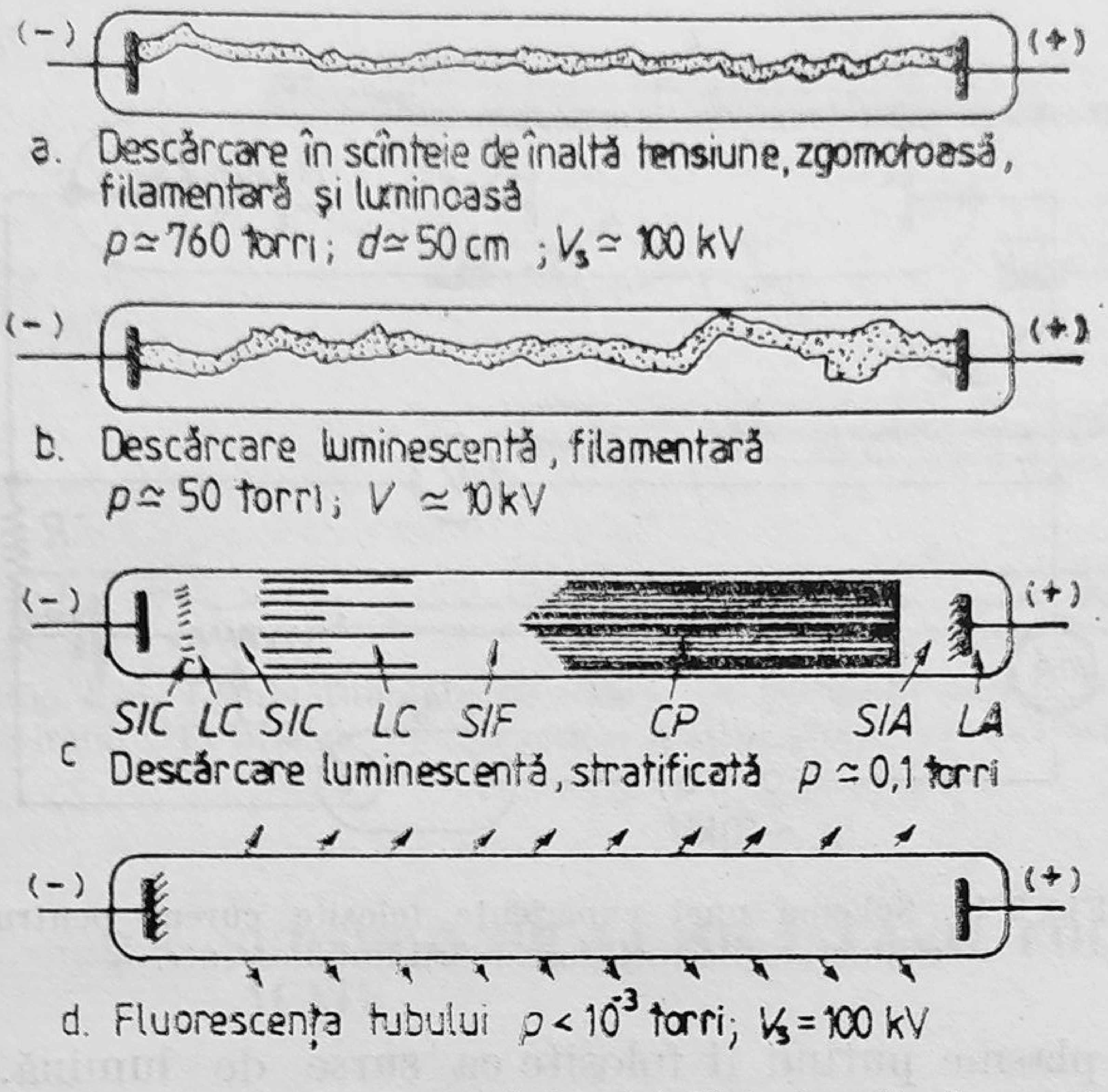


Fig. 2.15. Variația canalului de plasmă în funcție de presiunea gazului materie primă.

lanșe electronice. Ionii pozitivi, care apar în urma ionizării, cad pe catod, de unde se emit noi electroni primari iar aceștia, prin mecanismul avalanșelor electronice, duc la starea de staționaritate. Electronii primari pot fi emiși din catod și ca rezultat al interacțiunii fotonilor cu suprafața catodului.

Dacă în locul tensiunii continue se folosește o tensiune alternativă, atunci coloana pozitivă umple aproape în întregime spațiul catod-anod. Același lucru se întîmplă și în cazul în care în locul catodului se folosește un filament incandescent.

Plasma de arc. Dacă în experiența descrisă sursa de curent permite realizarea unor curenți de descărcare de cel puțin cîțiva amperi, atunci catodul se încălzește la roșu, iar descărcarea luminescentă trece în descărcare în arc, situație în care emisia electronică din catod este o emisie termoelectronică, iar plasma coloanei umple întregul spațiu catod-anod. Arcele electrice de acest fel sînt arce electrice cu încălzire directă, încălzirea datorîndu-se bombardamentului ionic. Arcele cu încălzire indirectă folosesc termocatozi cu încălzire separată, din exterior.

Intensitatea luminoasă a plasmei coloanei pozitive a unei descărcări în arc este mai mare decît intensitatea luminoasă a plasmei coloanei pozitive a unei descărcări luminescente.

Plasma de scînteie. Dacă distanța dintre electrozi, presiunea gazului și sursa de alimentare se aleg convenabil atunci în spațiul catod-anod apare plasma de scînteie, intervalele de timp cît durează acest tip de plasmă fiind relativ foarte mici. Mecanismul care determină apariția plasmei de scînteie nu este încă elucidat complet, în momentul de față existînd două teorii cu un grad de generalizare mai mare; teoria avalanșelor electronice, de tipul descris în cazul plasmei descărcărilor luminescente (avalanșele Townsend), și teoria strimerilor.

Plasma de scînteie a fost și este folosită curent (în ciuda faptului că nu se cunosc exact mecanismele care conduc la apariția sa), ca sursă spectrală de radiație de mare intensitate și cu aplicații practice multiple.

2.3.2. Proprietățile optice ale plasmei coloanei pozitive

Aspectul luminos și de culoare al plasmei coloanei pozitive depinde în primul rînd de natura gazului materiei primă și apoi de presiunea și de intensitatea curentului de descărcare.

Dacă se aleg intensități mici ale curentului de descărcare, pentru ca efectele termice să poată fi neglijate atunci intensitățile liniilor spectrale emise sînt, în general, direct proporționale cu intensitatea curentului electric. Întrucît radiația emisă de plasma coloanei pozitive a descărcării luminescente este compusă, în cea mai mare parte, din spectre de linii, coloana pozitivă a fost folosită de mult timp ca sursă spectrală. Totuși sînt situații în care pot fi obținute și spectre de bandă și spectre continue în hidrogen și gazele inerte la presiuni ridicate. O caracteristică importantă a spectrelor de linii este că intensitatea liniei scade cu creșterea nivelului de excitare. Toate acestea arată că spectrele de linii apar prin excitarea particulelor neutre în urma interacțiunilor cu electronii.

Nu se observă lărgiri Stark importante ale liniilor spectrale, emise de coloana pozitivă, ca în cazul descărcării în scînteie sau la curenți mari și nici lărgiri Holtsmark (cu excepția presiunilor ridicate).

O proprietate remarcabilă a radiației emise de plasma coloanei pozitive este maniera în care intensitățile relative ale diferitelor linii spectrale depind de presiunea gazului. De exemplu, culoarea coloanei pozitive de heliu pur, la presiunea de aproximativ 100 torr, (cca $1{,}3 \cdot 10^4$ N/m^2) într-un tub cu raza de aproximativ 4 cm, este trandafiriu aprins, chiar la curenți de descărcare de aproximativ 50 mA. La presiunea de 0,5 torr (cca 65 N/m^2) culoarea devine albastru-verzui strălucitor și este de cîteva ori mai intensă. Aceleași efecte se obțin și în alte gaze.

În heliu, la presiuni mai mari de 10 torr. (cca $1{,}3 \cdot 10^3$ N/m^2) se obține un spectru continuu, a cărui intensitate crește cu presiunea. El poate fi datorat proceselor de recombinare radiativă considerate de Toader (1969) pentru explicarea autocontracției progresive, care apare la astfel de presiuni.

Fie I_1 intensitatea liniei spectrale care apare prin dezexcitarea atomului aflat în starea de excitare caracterizată de energia de excitare E_1 și fie I_2 intensitatea liniei spectrale care apare prin dezexcitarea atomului aflat în starea de exitare caracterizată de energia de excitare E_1, însă la o altă presiune p_2, diferită de presiunea p_1 la care s-a considerat intensitatea I_1. Intensitatea liniei spectrale este proporțională cu rata de excitare a atomilor, ca rezultat al interacțiunilor cu electronii. Rata de excitare este deci proporțională cu curentul de descărcare, cu densitatea atomilor în starea fundamentală și cu numărul de electroni $N \cdot \Phi(E)$, care au energia mai mare ca E_1. Rezultă că intensitatea liniei spectrale este proporțională cu $N_1 \cdot p_1 i_1 \cdot \Phi \cdot (E_1)$ (cu N_1 am notat densitatea electronilor, redusă la presiunea de un torr, iar cu i_1 am notat intensitatea curentului electric) deci raportul I_1/I_2, pentru intensitățile acelorași linii, la două presiuni, p_1 și p_2, diferite și pentru doi curenți de descărcare, i_1 și i_2, diferiți, este dat de relația

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{i_1 p_1 \Phi_1(E_1)}{i_2 p_2 \Phi_2(E_2)}. \tag{2.9}$$

Mărimea $\Phi(E)$ variază cu presiunea prin intermediul dependenței sale de funcția de distribuție $f(r, v, t)$, care, la rîndul ei, depinde de cîmpul electric redus, E/p, iar acesta din urmă depinde de presiune. Pentru aceleași valori ale curentului de descărcare și pentru două presiuni, p_1 și p_2, diferite, rezultă

$$N_1 \langle v_1 \rangle = N_2 \langle v_2 \rangle, \tag{2.10}$$

astfel incît

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\langle v_2 \rangle p_1 \Phi_1(E_1)}{\langle v_1 \rangle p_2 \Phi_2(E)}. \tag{2.11}$$

Mărimea $\Phi_1(E_1)$ este dată de expresia

$$\Phi_1(E_1) = \int_{E_1}^{\infty} \left(\frac{2E}{m}\right) \sigma_1(E) f(E) \mathrm{d}E, \tag{2.12}$$

unde $\sigma_1(E)$ este secțiunea eficace microscopică de excitare a atomului pe nivelul cu energia E_1. O relație analoagă corespunde și pentru $\Phi_2(E)$. Pentru secțiunea eficace microscopică de excitare pot fi folosite expresiile

$$\sigma_1(E) = k_1 \frac{E - E_1}{E}, \quad \text{pentru nivele singlet și } E > E_1,$$

$$\sigma_1(E) = k_2, \quad \text{pentru nivele triplet și } E > E_1,$$

$$\sigma_1(E) = 0, \quad \text{pentru } E < E_1.$$

Dacă se măsoară raportul I_1/I_2 pentru o linie spectrală dată a cărei funcție de excitare este cunoscută, atunci la aceeași valoare a curentului de descărcare și la două presiuni diferite, se poate obține $\Phi(E)$ cu ajutorul relațiilor (2.11) și (2.12). Dacă se repetă operația pentru alte linii, atunci, folosind relația (2.12) se poate obține funcția de distribuție $f(E) \cong \cong f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$.

Variația intensității liniei spectrale cu presiunea gazului este imediat explicată pe baza considerării funcției cu distribuție a electronilor, $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, obținută după metoda descrisă. Curbele de variație a intensităților liniilor spectrale dintr-o plasmă de heliu, în funcție de presiune, sînt prezentate în figura 2.16. Metoda descrisă permite explicarea creșterii rapide a intensității liniei spectrale în heliu, cînd presiunea scade sub 2 torr. La astfel de presiuni energia medie a electronilor este mică ($\approx$ 2,5 eV) compara-

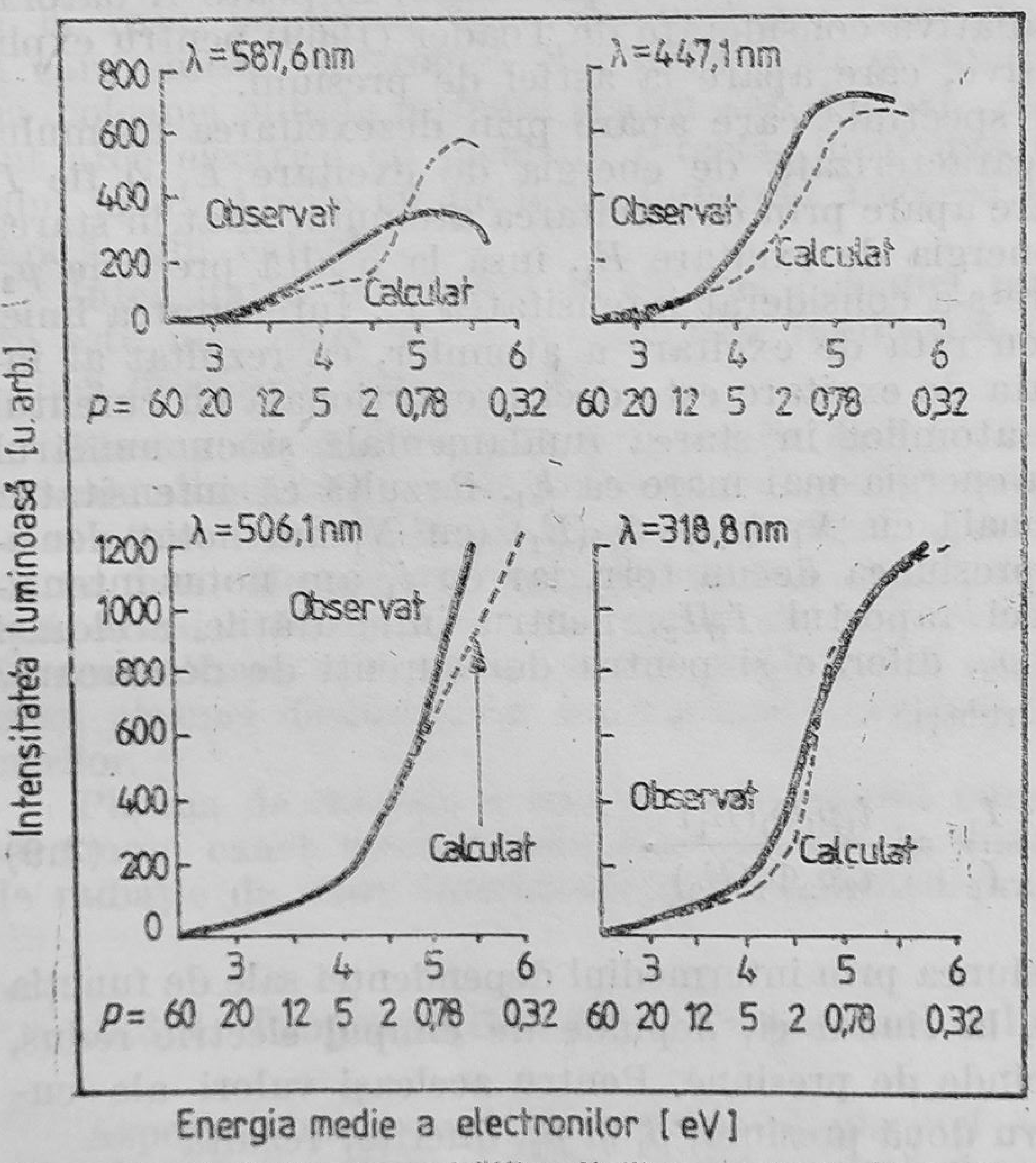


Fig. 2.16. Variațiile intensităților liniilor spectrale (teoretic și experimental), în funcție de presiunea heliului-materie primă, în cazul plasmei descărcării luminescente.

tiv cu energiile de excitare (≈ 20 eV), însă numărul de electroni cu energii mai mari decît energia de excitare este mult mai mare decît la presiuni ridicate.

2.3.3. Plasma de arc ca sursă de lumină

Deși s-ar putea ca plasma de scînteie să fi precedat plasma de arc în utilizarea acestora ca surse de lumină, plasma de arc electric rămîne totuși sursa de lumină cea mai răspîndită.

Plasma arcului de carbon. Arcele moderne de carbon, a căror denumire provine din faptul că electrozii folosiți sînt din carbon, sînt arce electrice cu încălzire directă și pot fi categorisite în trei feluri : (1) *arce electrice de mică intensitate*, (2) *arce electrice de tip flacără* și (3) *arce electrice de mare intensitate*.

Arcele electrice de tipurile (1) și (3) funcționează numai în curent continuu. Arcele electrice de tipul (2) funcționează atît în curent continuu cît și în curent alternativ. Toate arcele electrice de carbon funcționează la tensiuni mici și curenți mari. De exemplu, tensiunea de rețea de 110/220 V este tot ce trebuie pentru punerea în funcție a unui arc de carbon, însă intensitatea curentului electric trebuie limitată în toate cazurile cu ajutorul unei rezistențe de sarcină. Amorsarea arcului electric se face prin apropierea, pînă la contact, a celor doi electrozi de cărbune după care aceștia se îndepărtează la o distanță convenabilă. Un dispozitiv adecvat de reglare trebuie să mențină aceeași distanță între electrozi, deoarece altfel, spațiul dintre ei crește pe măsură ce cărbunele se pulverizează.

Principalele surse de radiație ale arcului cu carbon sînt :

1) vîrful electrodului pozitiv, în cazul arcelor de mică intensitate ;
2) flacăra, în cazul arcelor electrice de tip flacără ;
3) craterul pozitiv și plasma din apropierea sa, în cazul arcelor electrice de mare intensitate.

Arcele electrice de tip flacără sînt cel mai puțin strălucitoare ele folosindu-se în special acolo unde este nevoie să se obțină radiația proprie anumitor materiale (elemente), prin încorporarea acestora în electrod. Folosirea lor ca surse de lumină este mai rară și neeconomicoasă. Cîteva date despre acest tip de arc electric sînt prezentate în tabelul 2.7.

Arcele electrice de mică intensitate. Luminanța, radianța și culoarea luminii acestor arce sînt dictate de temperatura de sublimare a carbonului. Alegînd corect electrozii și controlînd condițiile de funcționare a arcelor, centrul craterului anodic se folosește adesea ca etalon radiometric și pirometric. Lumi-

Tabelul 2.7

Arce de carbon tip flacără, coaxiale

Caracteristici	Polimetalic	Stronțiu	Pămînturi rare
Diametrul electrodului superior (mm)	22	22	22
Diametrul electrodului inferior (mm)	13	13	13
Curentul de descărcare (A)	60(ca)	60(ca)	60(ca)
Tensiunea de lucru (V)	50	50	50
Puterea (kW)	3	3	3
Puterea, în candele	21.000	6.300	9.100

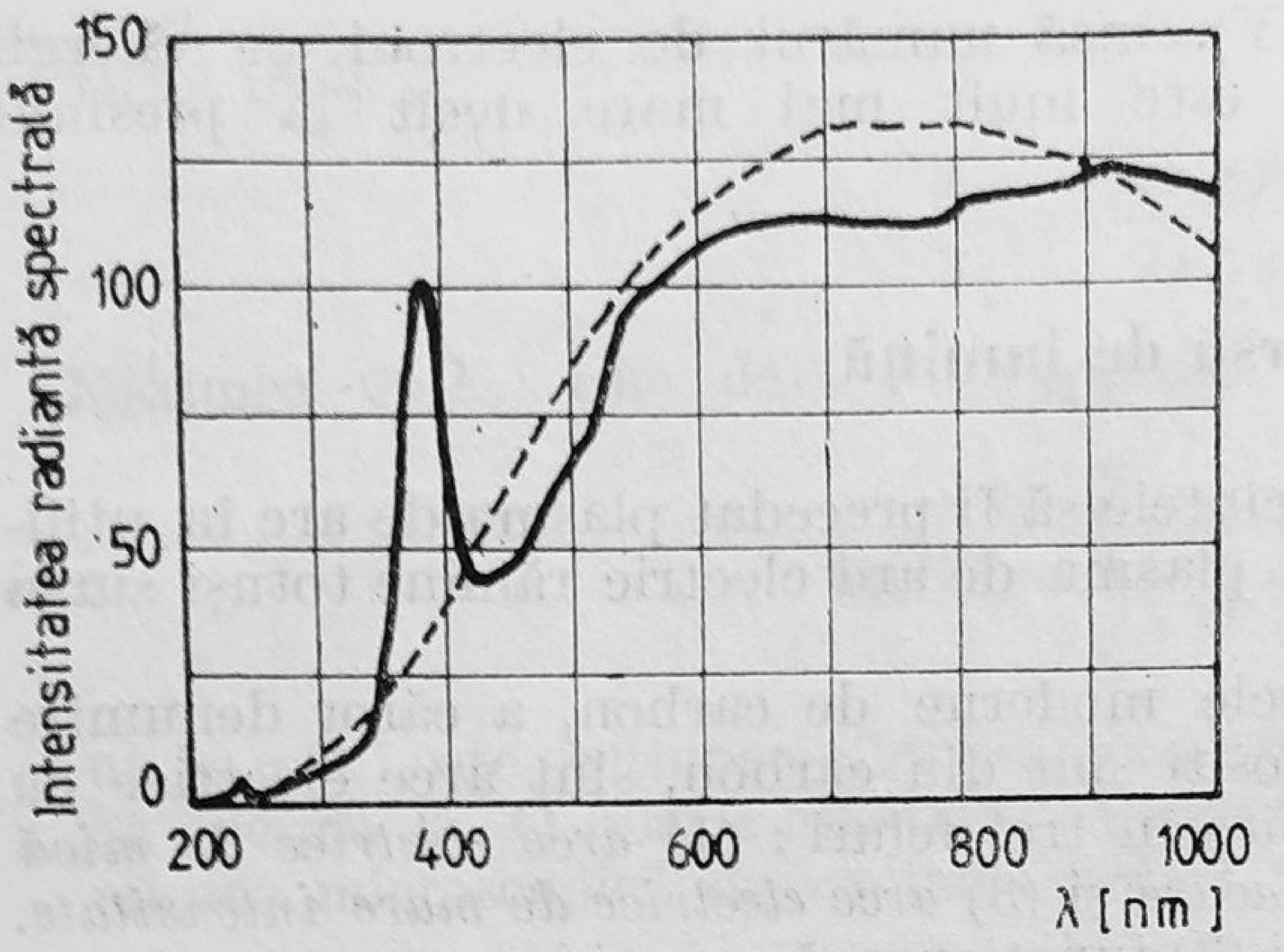


Fig. 2.17. Distribuţia spectrală a fluxului radiant dat de plasma unui arc de carbon care funcţionează în curent continuu ($I = 50$ A, $U = 55$V), cu anodul de 12 mm în diametru (curba continuă), comparativ cu distribuţia spectrală a fluxului radiant, obţinut de la un radiator corp negru cu temperatura de 3 800 K (curba discontinuă).

nanţa maximă poate atinge valori de aproximativ 180 cd/mm², iar radianţa spectrală (exceptînd cîteva benzi izolate) aproximează radianţa corpului cenuşiu la temperatura de 3 800 K, emisivitatea spectrală fiind de aproximativ 0,98 — 0,99, în domeniul spectral 300 — 4200 nm, aşa cum se poate vedea din figura 2.17.

Cînd acest tip de arc electric cu carbon se foloseşte pentru alte scopuri decît ca etalon de radiaţie, diametrul craterului pozitiv poate varia de la aproximativ 0,5 cm la aproximativ 2,5 cm, iar curentul de descărcare poate varia şi el în limite largi. Suprafaţa efectivă a sursei, precum şi radianţa şi luminanţa depind de diametrul electrodului pozitiv şi de curentul de descărcare. Diametrul efectiv al sursei reprezintă 60 — 70% din diametrul electrodului pozitiv.

Arcele electrice de mare intensitate. Datorită luminanţei mari pe care o au (vezi tabelul 2.8) şi curenţilor mari de descărcare ce pot fi folosiţi, au o gamă largă de aplicaţii, fiind indispensabile în industria cinematografică. Sursele de acest tip se folosesc şi ca simulatori solari sau de imagine. Distribuţia spectrală a radiaţiei emise poate fi variată, schimbînd compoziţia miezului anodului din carbon.

Tabelul 2.8

Arce electrice de carbon, în curent continuu, de mare intensitate

Caracteristici		Arce electrice nerotative				Arce electrice rotative		
Diametrul electrodului pozitiv (mm)	7	8	10	11	13,6	13,6	16	16
Diametrul electrodului negativ (mm)	6	7	8,2	10,6	12,3	12,3	11	8,2
Intensitatea curentului electric (A)	50	70	105	120	150	180	150	225
Tensiunea (V)	40	42	59	68	78	74	78	70
Puterea (kW)	2	2,94	6,20	8,16	11,7	13,3	11,7	15,8
Strălucirea maximă a craterului (cd/mm²)	550	830	900	850	875	950	650	680
Temperatura de culoare a craterului (K)	5950	5500 6500	5500 6500	5500 6500	5500 6500	5500 6500	5400	4100

Considerînd mai atent distribuţia fluxului radiant al arcului electric, prezentată în figura 2.17, observăm două vîrfuri la 250 nm şi respectiv la 390 nm, care reprezintă o abatere de la distribuţia teoretică a radiatorului corp negru. Aceste două maxime sînt situate în domeniul ultraviolet al spectrului de radiaţie şi constituie o trăsătură caracteristică pentru toate arcele electrice cu carbon.

De aceea este recomandabil să se ia măsuri de protecție pentru cei care lucrează cu astfel de surse de radiație în domeniul ultraviolet al spectrului de radiație.

Lămpile compacte cu descărcare în arc. Pînă în anul 1930 nu s-au putut obține surse de lumină cu plasmă de arc electric cu carbon, care să aibă dimensiuni relativi mici și care să aibă și intensități luminoase mari. Primele succese au făcut ca în perioada 1940 — 1950 să se treacă la construcția unor surse intense de lumină, bazate pe o plasmă de arc de mercur, obținută printr-o descărcare compactă. Prin descărcare compactă înțelegem faptul că regiunea cuprinsă de plasmă este mică, deci este concentrată într-un spațiu limitat. Ulterior s-a trecut și la construcția lămpilor compacte, cu descărcare în arc în xenon, mercur-xenon etc.

Lămpile compacte cu descărcare în arc au următoarele trăsături comune :

1) tubul de descărcare este din cuarț, are o formă aproximativ sferică în regiunea plasmei și se continuă de o parte și de alta cu cîte o prelungire pe unde se introduc trecerile metalice care fac legătura între sursa de alimentare și electrozii de wolfram (figura 2.18) ; în unele cazuri tubul de cuarț este introdus într-un al doilea tub mai mare, umplut cu un gaz inert (figura 2.19) ;

2) electrozii metalici (de regulă din wolfram) sînt așezați la o distanță de cîțiva milimetri ;

3) materia primă folosită pentru producerea plasmei este fie mercurul fie un gaz inert, fie un amestec mercur-gaz inert la presiuni relativ mari ;

4) plasma obținută în regiunea relativ mică are o luminescență mare, ceea ce duce la creșterea presiunii gazului sau vaporilor pînă la mai multe atmosfere și la o temperatură a tubului sferic de cuarț de aproximativ 900°C (de unde și necesitatea măsurilor de protecție, folosite pentru lucrul cu aceste lămpi) ;

5) pentru amorsarea descărcării se folosește o tensiune suplimentară de amorsare, iar pentru limitarea curentului de descărcare pînă la valoarea nominală se folosește o rezistență de sarcină, convenabil aleasă ;

6) lămpile trebuie folosite la valoarea parametrilor nominali și în condiți desăvîrșite de curățenie.

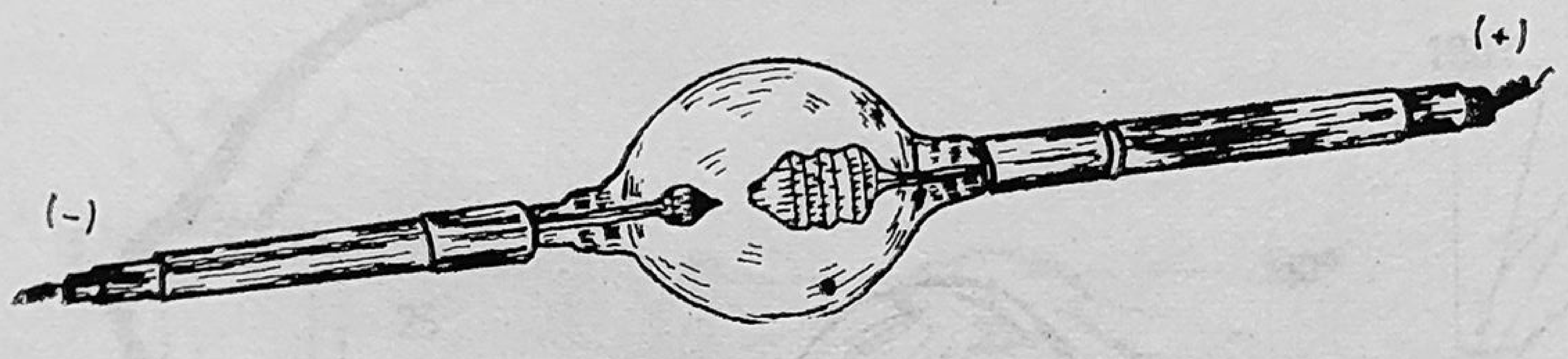


Fig. 2.18. Configurația geometrică a unei lămpi compacte cu plasmă de arc.

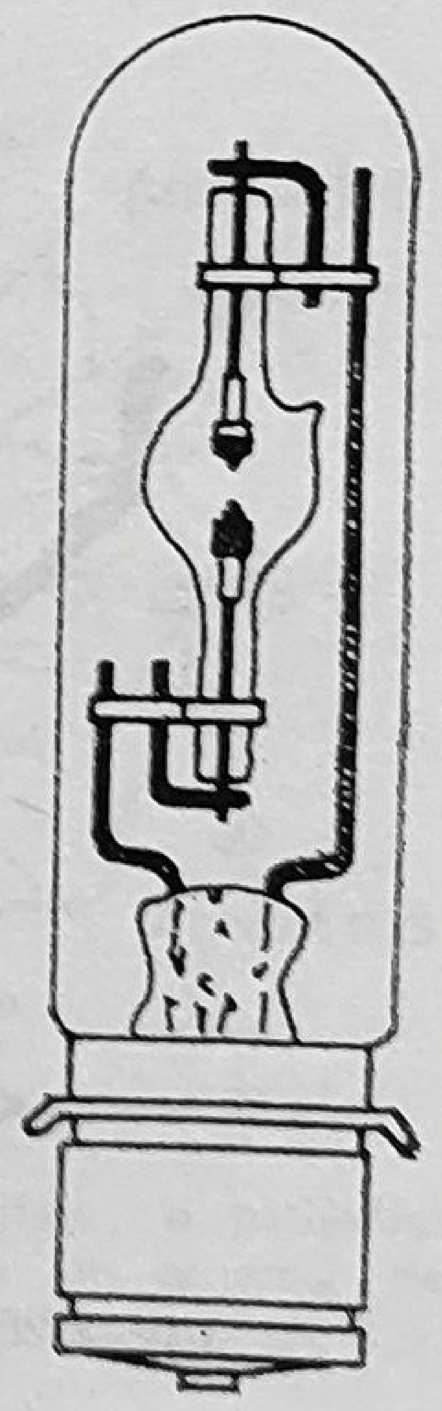


Fig. 2.19. Configurația geometrică a unei lămpi compacte cu plasmă de arc, protejată de un al doilea tub.

A. Tipurile de lămpi compacte cu descărcare în arc. Lămpile compacte sînt construite pentru domeniul de putere de 50 — 25 000 W. În funcţie de materia primă folosită pentru producerea plasmei, distingem următoarele trei tipuri: *cu vapori de mercur*; *cu xenon*; *cu amestec de mercur şi xenon.* Analiza detaliată a caracteristicilor diferitelor lămpi arată unele asemănări, însă există şi multe deosebiri semnificative.

Lămpile sînt proiectate pentru a funcţiona în curent continuu sau în curent alternativ. Lămpile destinate folosirii în curent alternativ au electrozii aproape identici, în timp ce lămpile destinate pentru a funcţiona în curent continuu au anodul mult mai mare decît catodul, deoarece anodul trebuie să disipe mai multă căldură, el încălzindu-se la o temperatură mult mai mare decît catodul (vezi figura 2.20 pentru comparaţii). În unele cazuri, în special în cazul lămpilor de mică putere, aceeaşi lampă poate fi folosită fie în curent continuu, fie în curent alternativ. Se pare că lămpile de curent continuu sînt mai stabile şi au o viaţă de funcţionare mai mare. Din punctul de vedere al folosirii lămpilor, există recomandarea ca acestea să fie dispuse în poziţie verticală (nu orizontală), deoarece în cazul în care electrozii sînt dispuşi după direcţia orizontalei se produce o încălzire puternică a suprafeţei tubului care se află deasupra electrozilor, datorită curenţilor de convecţie ai gazului. Folosirea lămpilor la tensiuni sau la curenţi mai mari decît valorile nominale determină accentuarea pulverizării electrozilor şi înnegrirea tubului de descărcare, în detrimentul scăderii treptate a fluxului luminos şi a scurtării timpului de viaţă al lămpii.

B. *Distribuţia luminanţei şi radianţei.* În absenţa datelor publicate asupra distribuţiei radianţei totale sau spectrale, se obişnuieşte să se presupună că distribuţia radianţei este proporţională cu distribuţia luminanţei. Această presupunere este probabil numai aproximativ adevărată, date dispersate arătînd că există o diferenţă semnificativă între cele două distribuţii, în diferite puncte ale plasmei compacte de arc, astfel încît raportul dintre radianţă şi luminanţă poate să varieze de la punct la punct.

Date despre distribuţia spaţială a luminanţei se obţin, de regulă, din măsurători ale iluminanţei imaginii mărite a arcului.

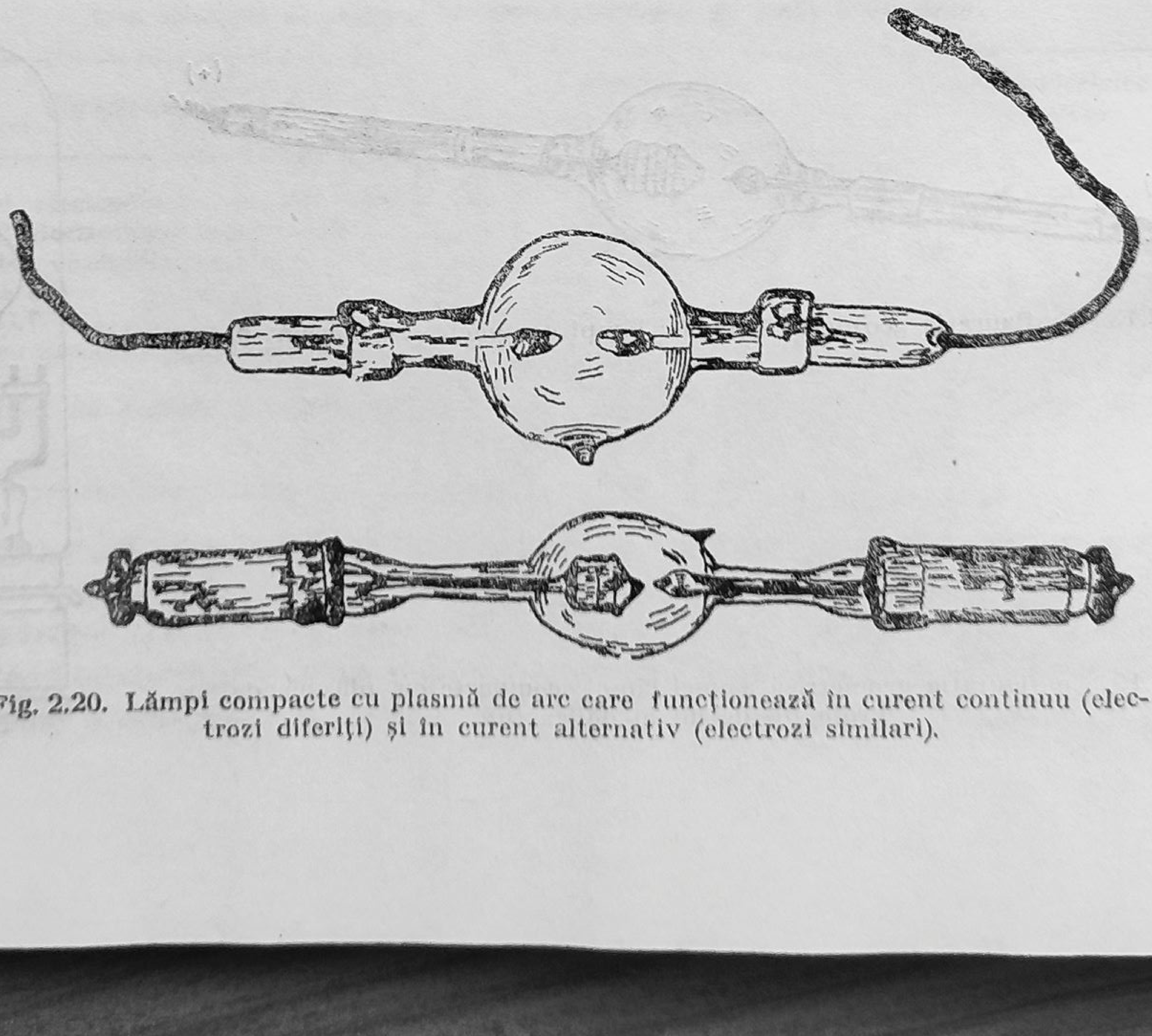


Fig. 2.20. Lămpi compacte cu plasmă de arc care funcţionează în curent continuu (electrozi diferiţi) şi în curent alternativ (electrozi similari).

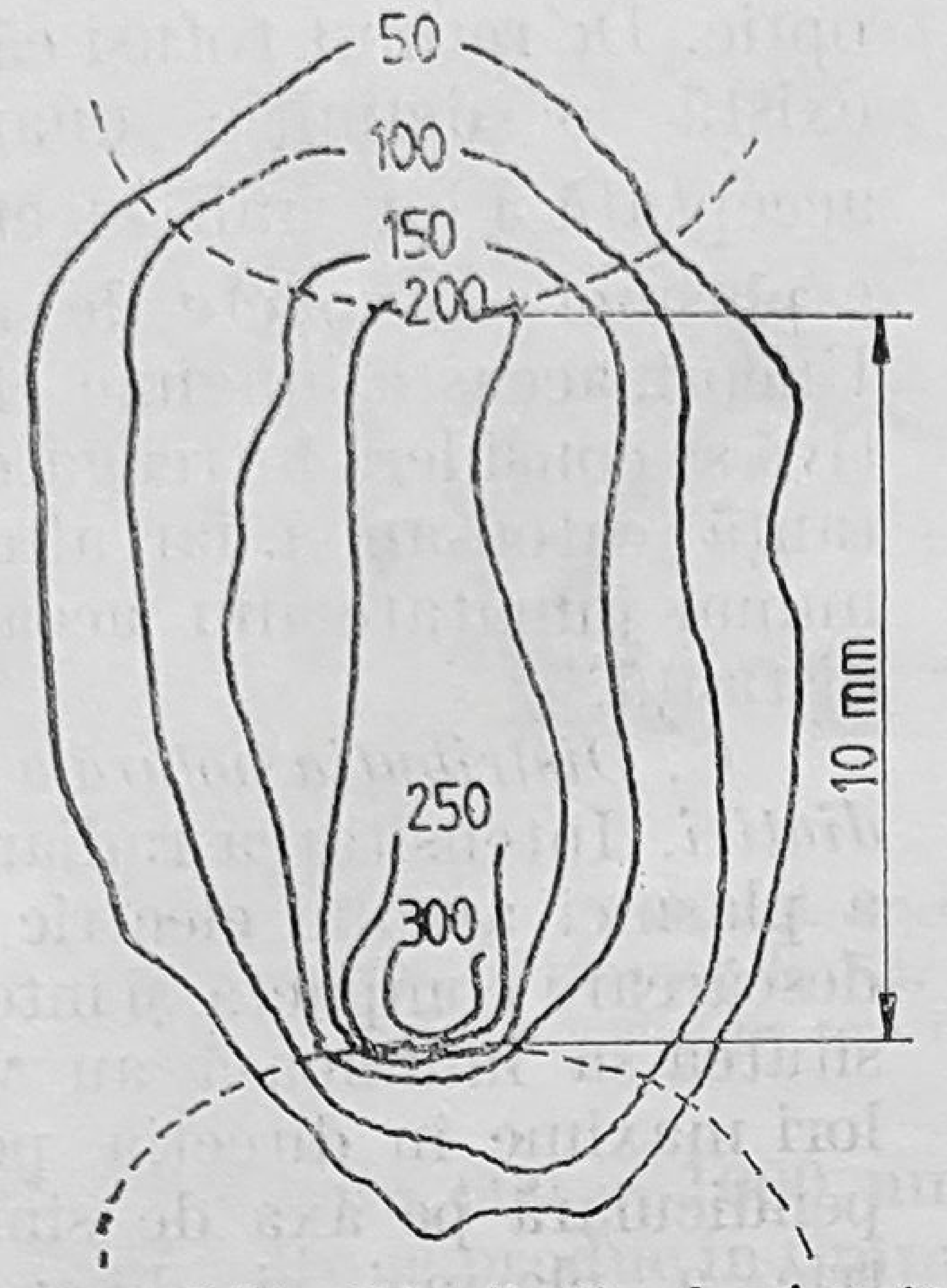


Fig. 2.21. Distribuția luminanței unei lămpi compacte cu plasmă de Hg—Xe, cu puterea de 2 500 W (curent continuu).

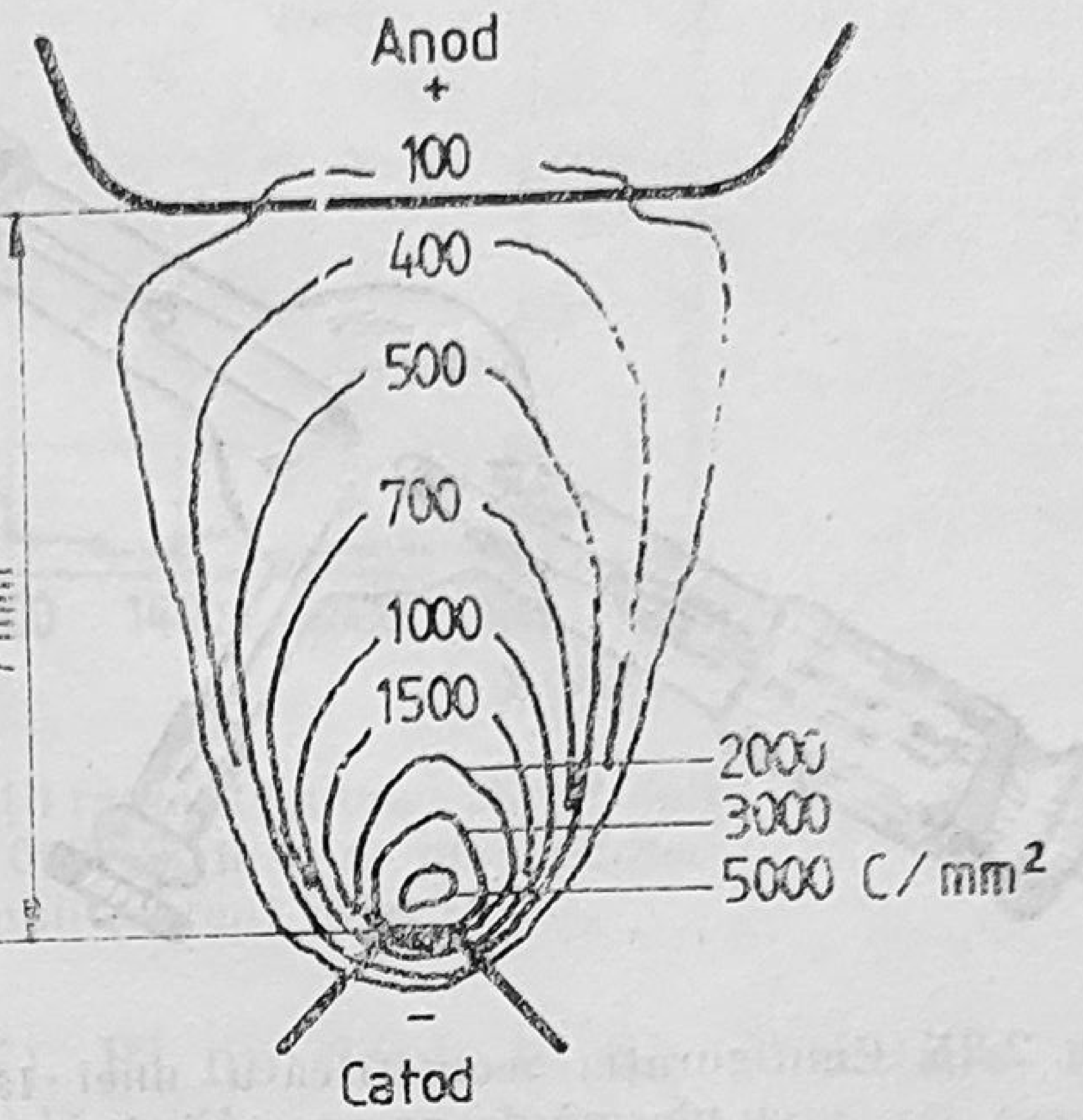


Fig. 2.22. Distribuția luminanței unei lămpi compacte cu plasmă de Xe, cu puterea de 5 000 W (curent continuu).

Lămpile care funcționează în curent alternativ prezintă un gradient de luminanță de-a lungul plasmei compacte de arc care pare relativ uniformă, în timp ce lămpile care funcționează în curent continuu prezintă cea mai mare luminanță în „punctul cald", din apropierea catodului, și descrește relativ repede în direcția acestuia (figurile 2.21 și 2.22). Pentru o aceeași putere a lămpii și o aceeași distanță între electrozi, luminanța „punctului cald" al lămpilor cu xenon este mai mare decît luminanța lămpilor cu mercur sau a lămpilor cu mercur-xenon. Pentru o putere dată, micșorarea distanței dintre electrozi are ca efect creșterea luminanței medii, însă puterea totală a lămpii se micșorează (figura 2.23).

Indiferent de scopurile pentru care se folosește lampa compactă, suprafața efectivă de emisie a radiației depinde de caracteristicile sistemului

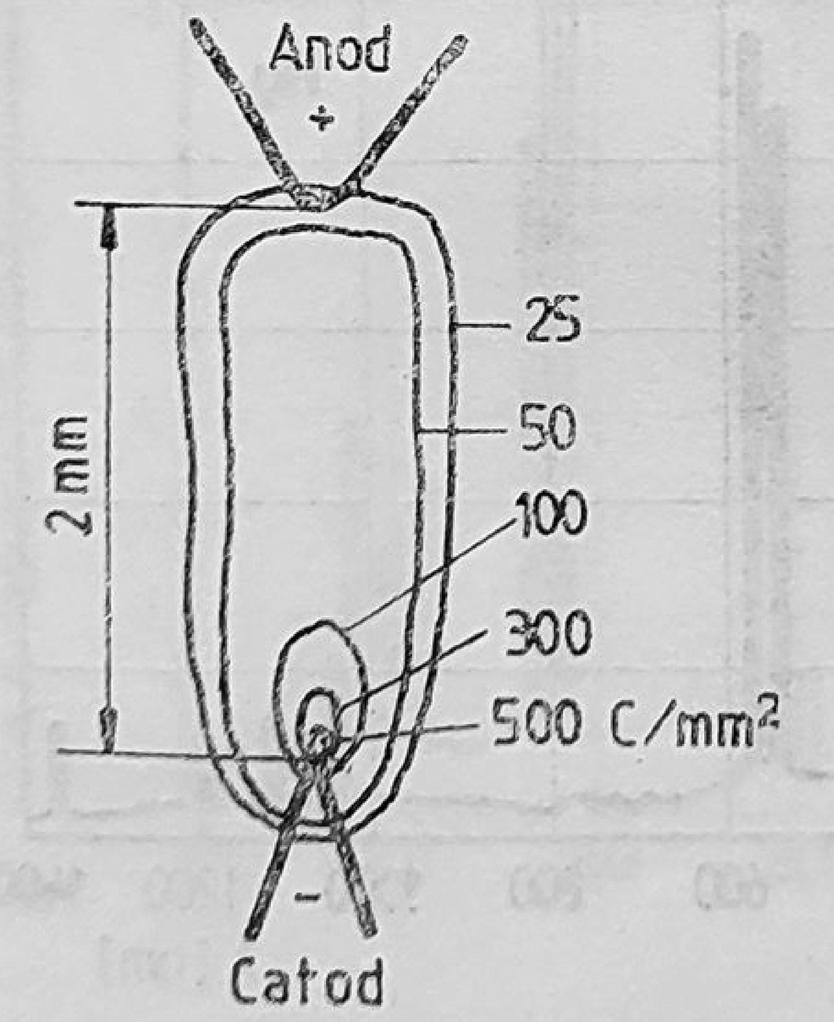


Fig. 2.23. Distribuția luminanței unei lămpi compacte cu plasmă de Xe, cu puterea de 100 W (curent continuu).

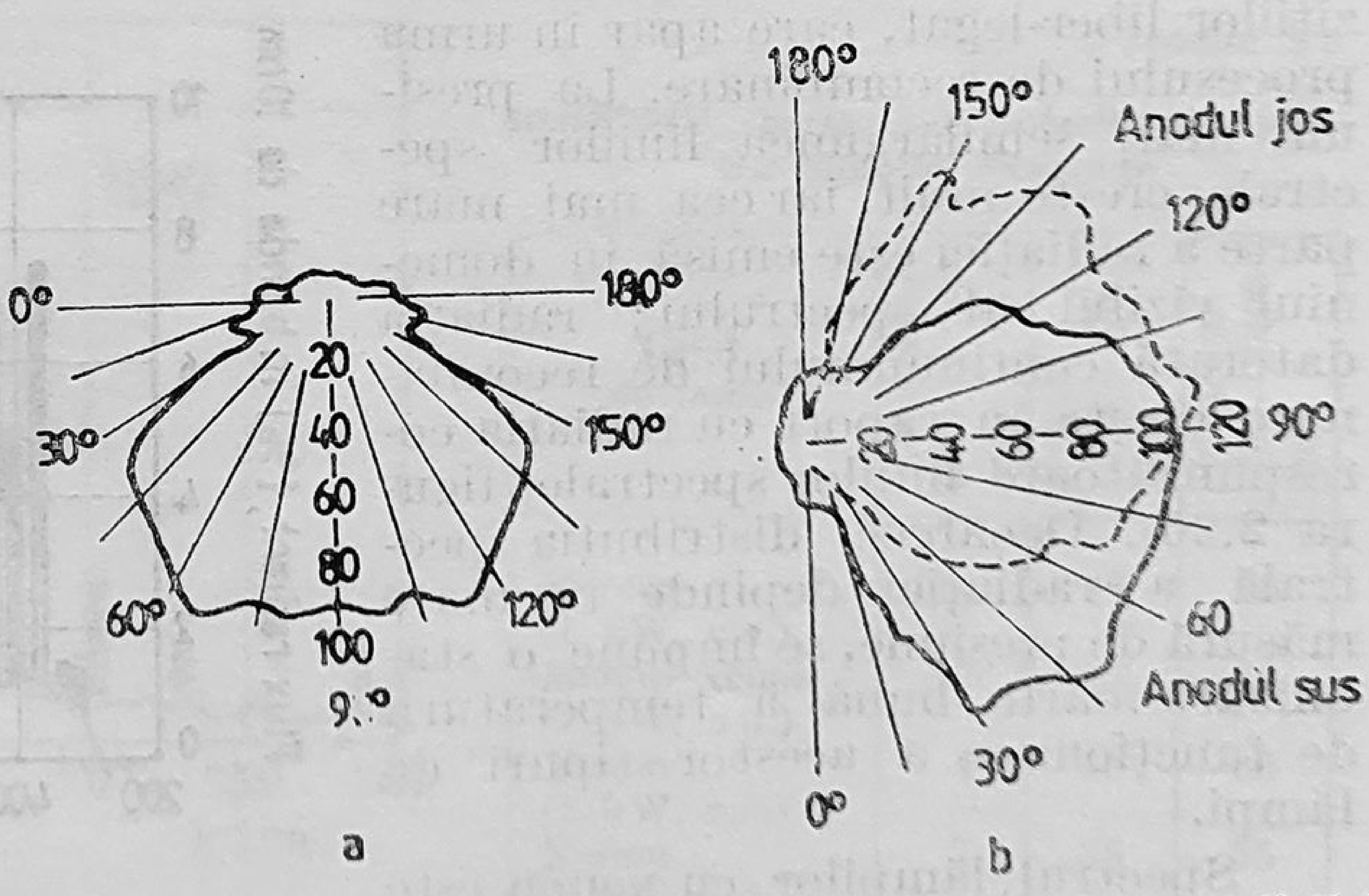


Fig. 2.24. Distribuția polară, în planul axei de simetrie, a radiației unei lămpi compacte de arc; a — lămpi compacte cu plasmă de Hg, cu puterea de 7 500 W, b — lămpi compacte cu plasmă de Xe, cu puterea de 2 500 W.

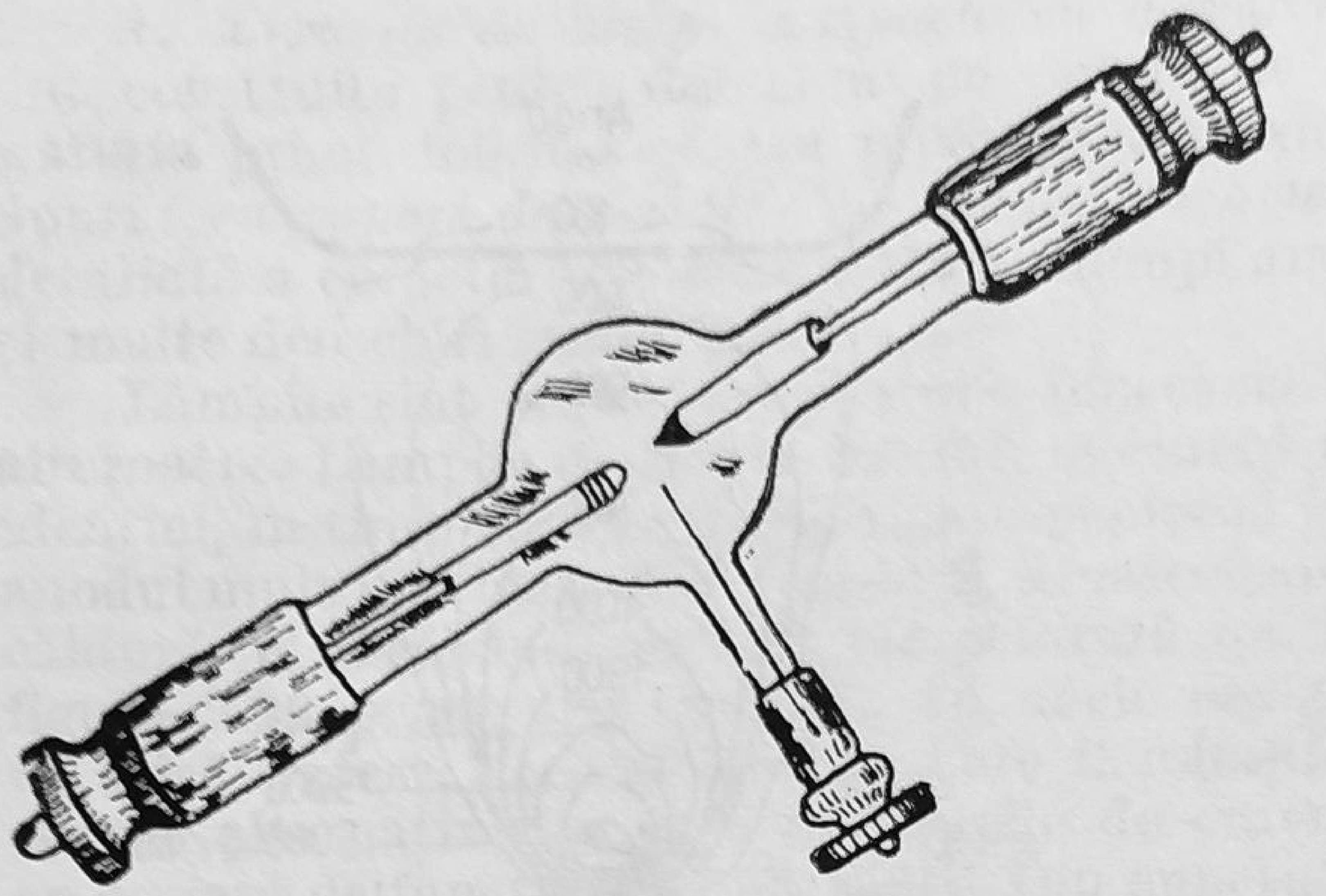


Fig. 2.25. Configurația geometrică a unei lămpi compacte cu plasmă de arc, cu trei electrozi.

optic. De reținut totuși că nu există o definiție unanim acceptată a lungimii efective a plasmei compacte de arc. Uneori, această lungime efectivă se consideră întreaga distanță catod-anod, iar alteori numai jumătate din această distanță.

C. *Distribuția polară a radiației.* Intensitatea radiantă a plasmei arcului electric cu descărcare compactă și intensitatea sa luminoasă au valori maxime în direcția perpendiculară pe axa de simetrie a plasmei și descresc continuu pentru unghiuri mai mari sau mai mici de 90° (figura 2.24). Pentru unghiuri apropiate de 0° sau de 180° intensitatea scade rapid, din cauza poziției electrozilor. Distribuția intensității este în general simetrică în jurul axei de simetrie a plasmei, exceptînd cazurile în care apar iregularități introduse de neuniformități ale tubului de cuarț sau de prezența celui de-al treilea electrod „de amorsare" (figura 2.25).

D. *Distribuția spectrală.* Caracteristicile prezentate mai înainte sînt mai mult sau mai puțin comune tuturor lămpilor cu plasmă compactă de arc. Caracteristicile spectrale ale acestor lămpi diferă foarte mult de la o lampă la alta, în funcție de puterea lămpii, de modul de funcționare și de materia primă folosită pentru producerea plasmei compacte de arc.

Distribuția spectrală a radiației emise de lămpile cu mercur constă din „liniile" caracteristice mercurului și din radiația de fond dintre linii. Dacă spectrul de linii se datorează tranzițiilor legat-legat în cadrul particulelor neutre, spectrul continuu se datorează tranzițiilor liber-legat, care apar în urma procesului de recombinare. La presiuni mari semilărgimea liniilor spectrale crește mult, iar cea mai mare parte a radiației este emisă în domeniul vizibil al spectrului; radiația datorată continuumului de recombinare crește în raport cu radiația corespunzătoare liniilor spectrale (figura 2.26). Deoarece distribuția spectrală a radiației depinde în mare măsură de presiune, se impune o stabilizare foarte bună a temperaturii de funcționare a acestor tipuri de lămpi.

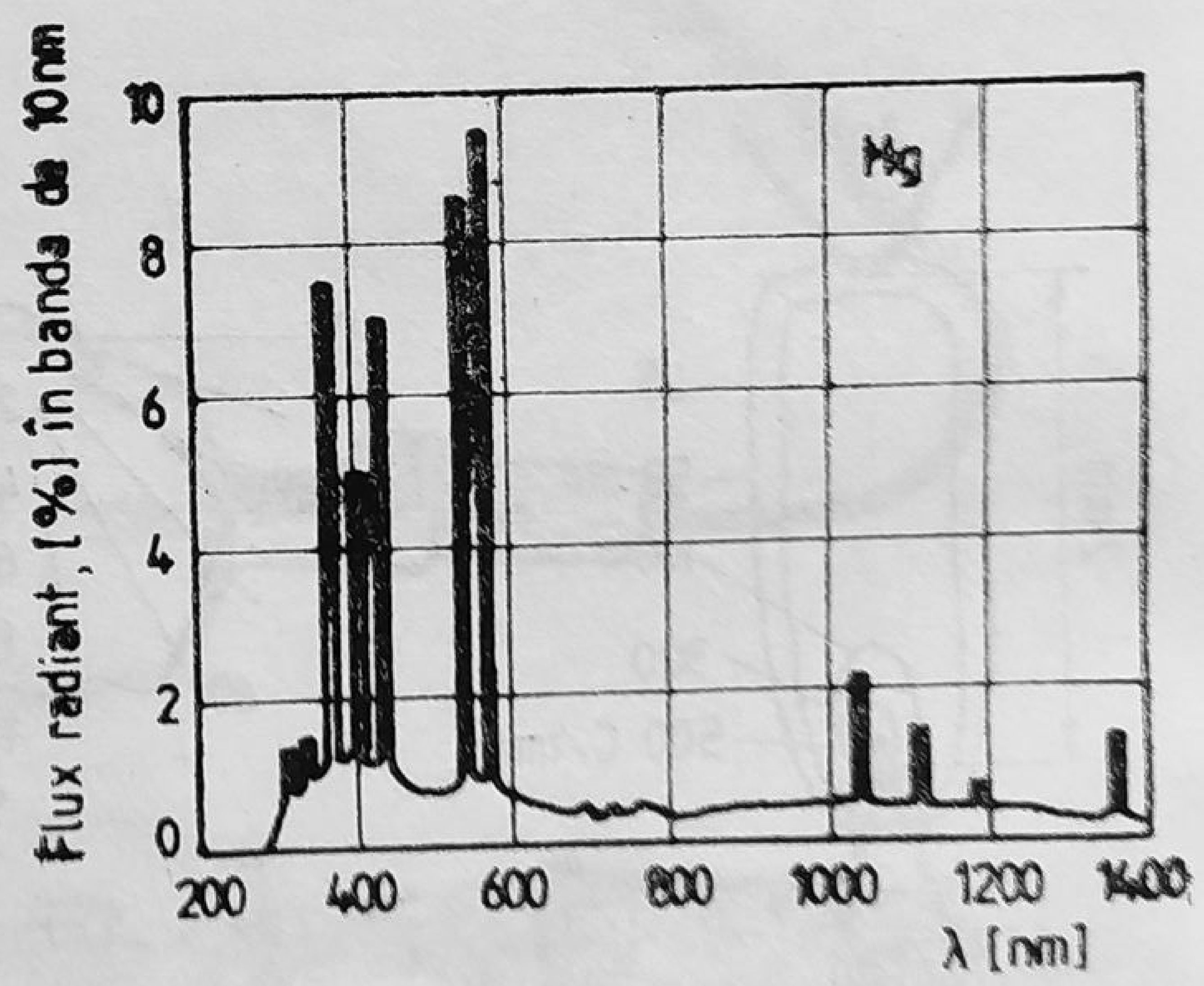


Fig. 2.26. Distribuția spectrală a intensității radiante a unei lămpi compacte cu plasmă de Hg, cu puterea de 1 000 W, într-un plan perpendicular pe axa de simetrie a lămpii (curent alternativ).

Spectrul lămpilor cu xenon este practic continuu pe întregul domeniu spectral ultraviolet, vizibil și infraroșu și prezintă doar cîteva linii in-

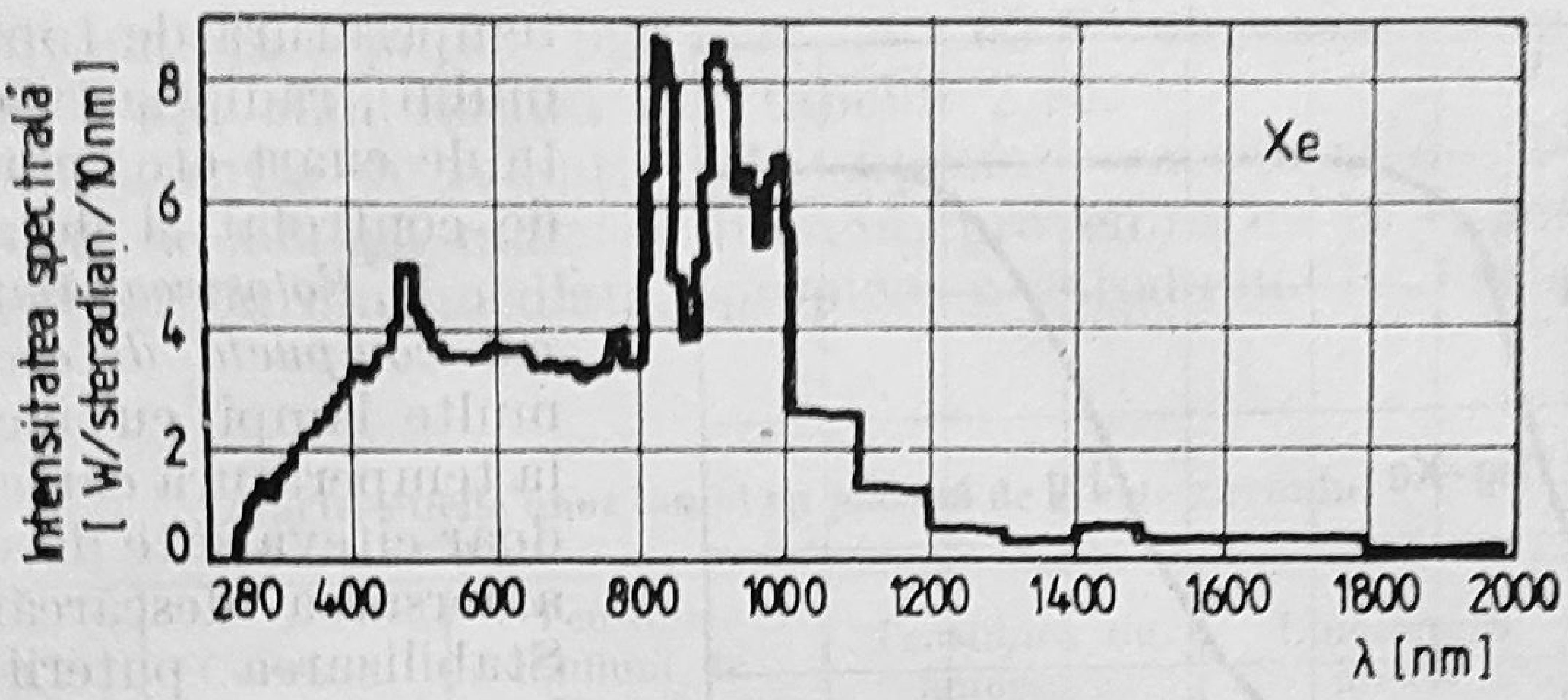


Fig. 2.27. Distribuţia spectrală a intensităţii radiante a unei lămpi compacte cu plasmă de Xe, cu puterea de 5 000 W, într-un plan perpendicular pe axa de simetrie a lămpii (curent alternativ).

tense în banda 800 — 1000 nm (figura 2.27). El nu depinde de variaţiile de presiune care se produc în timpul funcţionării lămpii (ca rezultat al creşterii temperaturii), aceste lămpi putînd fi folosite pe un domeniu de putere relativ larg, nu schimbări mici de culoare şi de spectru. Calitatea de culoare a lămpilor cu xenon este similară cu cea a luminii Soarelui, temperatura de culoare aparentă fiind de aproximativ 6 000 K.

În lămpile cu amestec de mercur-xenon cea mai mare parte a radiaţiei provine de la mercur, xenonul contribuind la creşterea continuumului de recombinare şi adăugînd cîteva linii slabe, în special în domeniul 800 — 1000 nm (figura 2.28, pentru comparaţii). Calitatea culorii luminii acestor lămpi este similară cu cea a lămpilor cu mercur, adică verde-albastru, temperatura de culoare aparentă fiind cuprinsă în domeniul 7 000 — 10 000 K.

Diferenţele de putere spectrală a lămpilor cu plasmă compactă de arc, care folosesc fie mercurul, fie xenonul, fie amestecul mercur-xenon ca materie primă, sînt arătate în tabelul 2.9.

În toate cazurile, peste radiaţia plasmei compacte de arc se suprapune radiaţia electrozilor fierbinţi (ale căror vîrfuri au o temperatură apropiată de

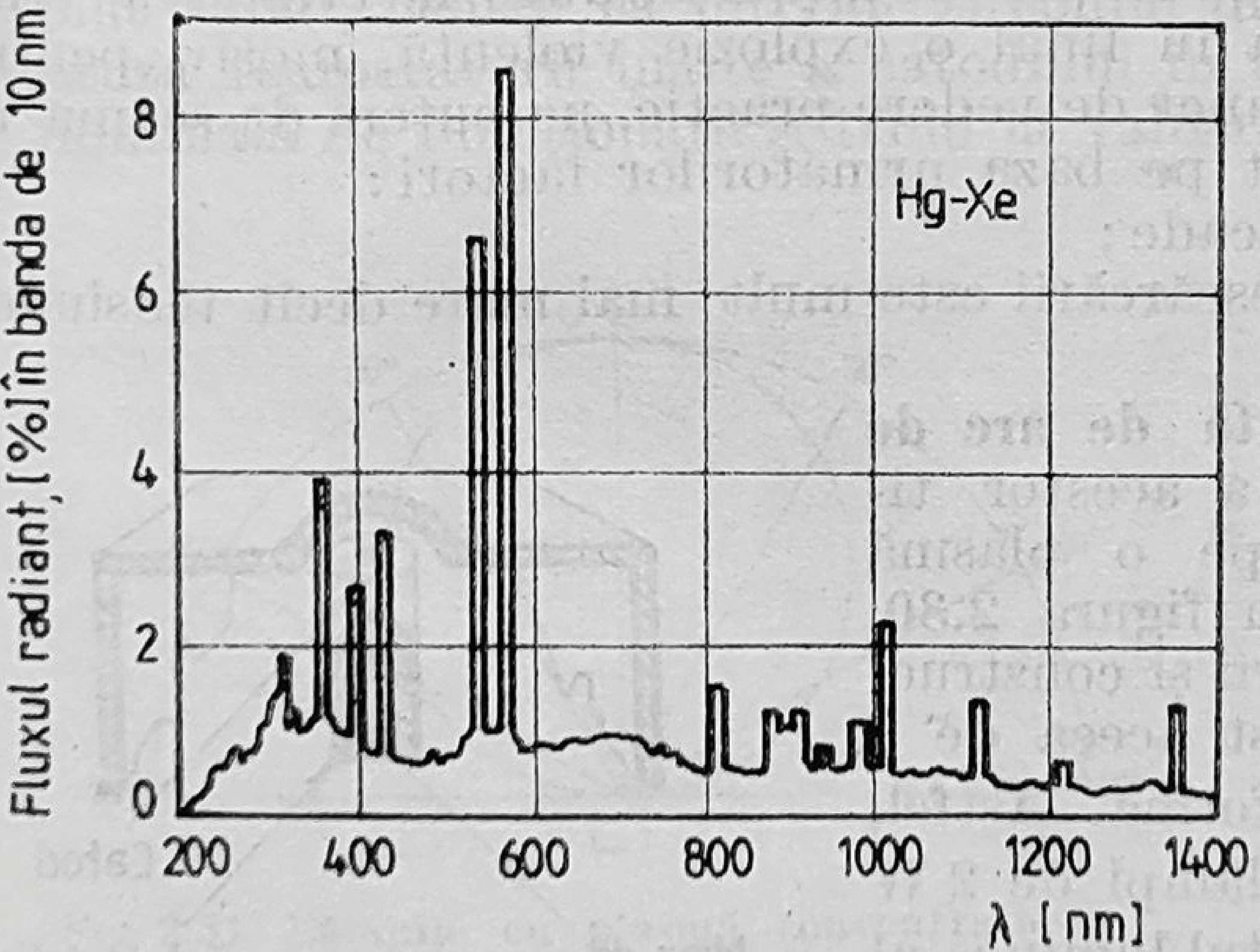


Fig. 2.28. Distribuţia spectrală a fluxului radiant al unei lămpi compacte cu plasmă de Hg—Xe, într-un plan perpendicular pe axa de simetrie, a lămpii, puterea lămpii fiind de 1 000 W (curent continuu).

Tabelul 2.9

Distribuţia spectrală a puterii (%), pentru lămpile compacte

Tipul de lamă	Ultraviolet (280 — 380 nm)	Vizibil (380 — 760 nm)	Infraroşu (760 — 1400 nm)
Mercur (1 kW, c.a.)	14	46	40
Mercur-xenon (1 kW, c.a.)	17	47	36
Xenon (1 kW, c.a.)	4	30	66
Xenon (5 kW, c.a.)	7	38	55

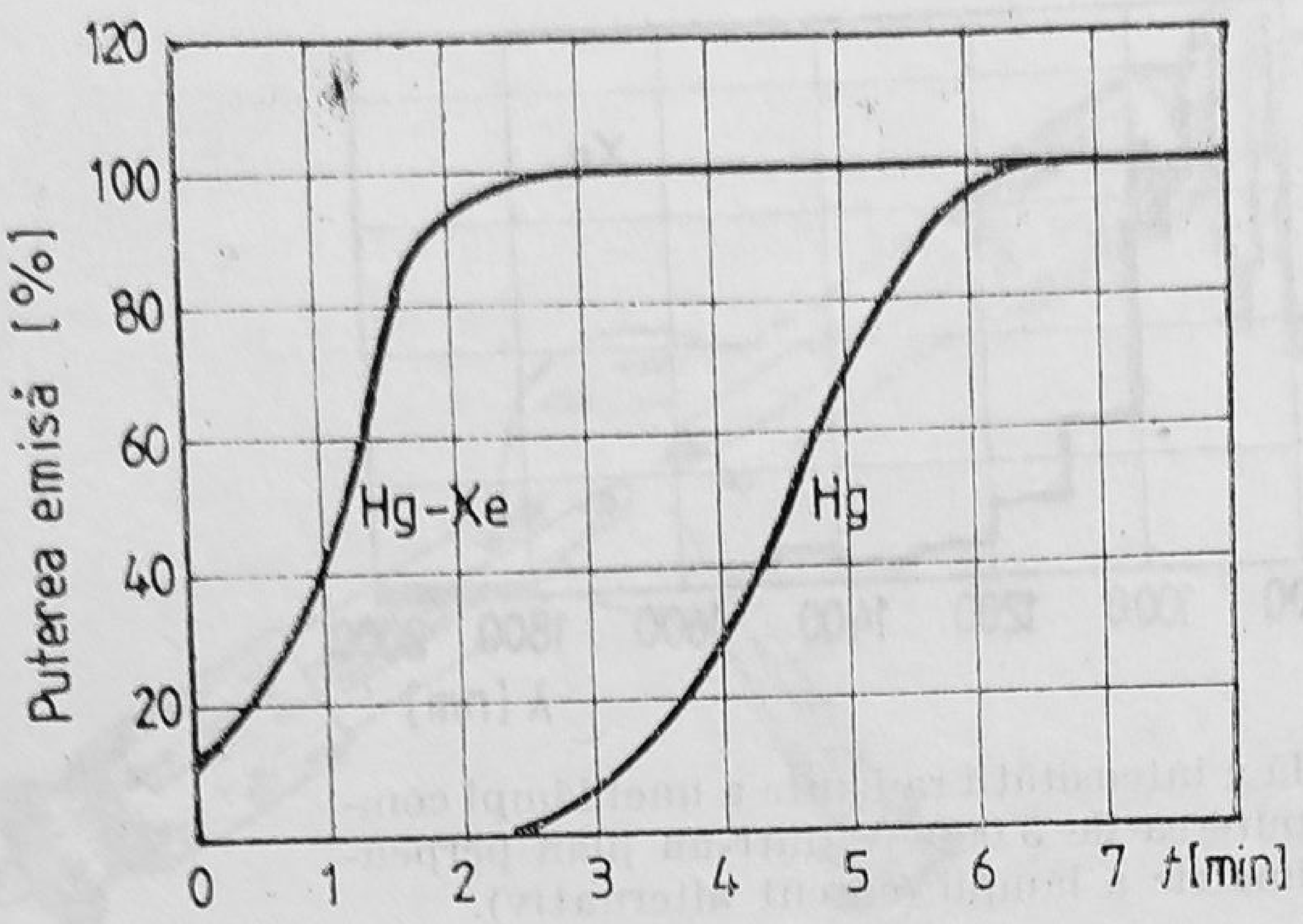


Fig. 2.29. Variația temporală a puterii nominale inițiale (1 000 W), a lămpilor cu plasmă de Hg și respectiv Hg–Xe.

temperatura de topire a wolframului), radiația tubului fierbinte de cuarț etc., care sînt greu de controlat și de stabilizat.

E. *Folosirea lămpilor cu plasmă compactă de arc.* Cele mai multe lămpi cu mercur, aflate la temperatura camerei, necesită doar cîteva sute de volți pentru amorsarea descărcării în arc. Stabilizarea puterii emise de lampă depinde de vaporizarea completă a mercurului și necesită un timp de cîteva minute, așa cum se vede și în figura 2.29. Cînd o lampă cu mercur funcționează la puterea nominală cîtva timp și apoi este dezamorsată, repunerea sa în funcție nu se poate face imediat, fiind necesare cîteva minute pentru ca lampa să se răcească (de regulă, cîteva zeci de minute).

Lămpile cu mercur-xenon necesită tensiuni ridicate de amorsare a descărcării (30 — 50 kV), chiar cînd se află la temperatura camerei, însă puterea nominală se stabilizează mult mai repede (figura 2.29). Reamorsarea lămpilor calde nu necesită un dispotitiv special, deși tensiunea de străpungere trebuie să fie ceva mai mare.

Lămpile cu xenon necesită, de asemenea, tensiuni mari de amorsare a descărcării, de pînă la 50 kV. Reamorsarea lămpilor calde nu necesită o tensiune mult mai mare. Aproximativ 80% din valoarea puterii nominale se atinge imediat după amorsarea descărcării, iar puterea nominală se atinge în cîteva minute, timp necesar pentru realizarea stabilității termice.

Timpul de viață al lămpilor este relativ ridicat, dacă ele se folosesc în condiții proprii. Distrugerea lămpii este mai degrabă rezultatul înnegririi treptate a tubului, care, pe lîngă că reduce fluxul luminos, duce la creșterea temperaturii lămpii și poate provoca în final o explozie violentă, motiv pentru care lămpile se protejează. Din punct de vedere practic, ne putem da seama că viața lămpii se apropie de sfîrșit pe baza următorilor factori:

1) puterea emisă de lampă scade;
2) tensiunea de amorsare a descărcării este mult mai mare decît tensiunea nominală.

Lămpile cu plasmă concentrată de arc de zirconiu. Configurația geometrică a acestor tipuri de lămpi, care se bazează pe o plasmă de arc de zirconiu este arătată în figura 2.30. Ideea care a stat la baza proiectării și construcției acestor tipuri de lămpi a fost aceea de a obține o sursă de lumină punctiformă. Astfel, spotul luminos al unei asemenea lămpi de 2 W este de numai 0,125 mm, iar spotul luminos al unei lămpi de 300 W este de 2,5 mm. Gama de construcție a lămpilor de zirconiu variază de la o putere de 2 W (luminanța medie fiind de

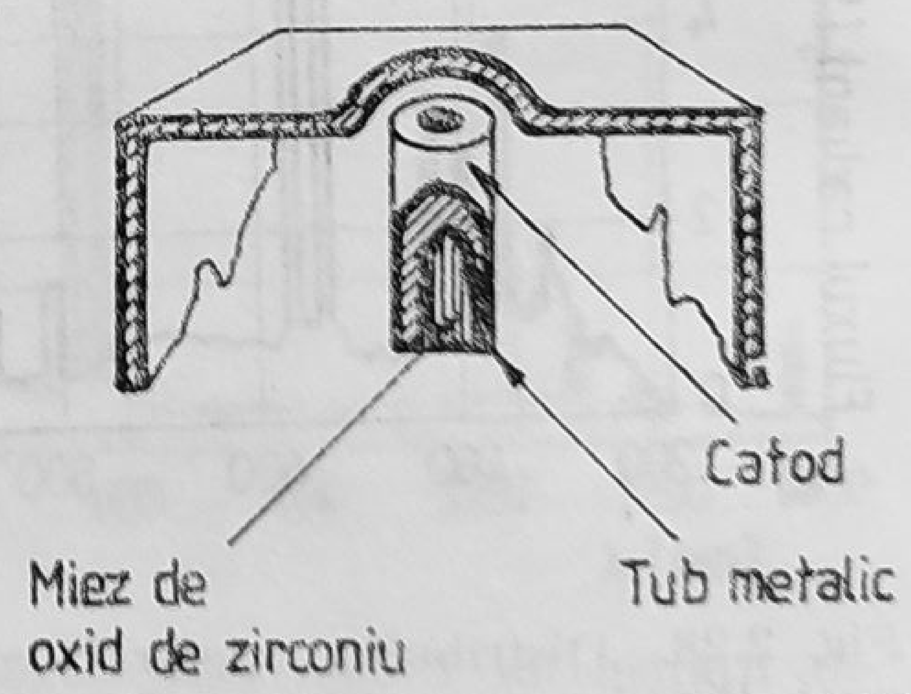


Fig. 2.30. Configurația geometrică a lămpilor cu plasmă concentrată de arc de zirconiu.

25 cd/mm²) pînă la o putere maximă de 300 W (luminanța medie fiind de 46 cd/mm²), așa cum rezultă din tabelul 2.10.

Principala sursă de radiație este suprafața catodului de zirconiu metalic topit, la care se adaugă radiația discretă, provenită de la vaporii de zirconiu și atomii de argon din imediata apropiere a catodului. Radiația este extrasă

Tabelul 2.10

Caracteristicile unor lămpi cu plasmă de arc de zirconiu

Puterea (W)	Curentul (A)	Tensiunea minimă de alimentare (V)	Tensiunea de amorsare (V)	Luminanța medie (cd/mm²)	Fluxul luminos în conul de 90° (lm)
2	0,055	200	1000	25	0,47
5	0,25	50	1000	37	3,5
10	0,50	50	1000	47	7,4
25	1,25	50	1000	36	25,0
100	6,25	50	2000	39	157,0
300	15,0	40	2000	46	432,0

printr-un orificiu practicat în anodul metalic. Distribuția spațială a radiației, dată de o asemenea sursă, este arătată în figura 2.31, iar distribuția spectrală a radiației este arătată în figura 2.32. În domeniul vizibil al spectrului distribuția este aproximativ aceeași cu cea a unei surse corp cenușiu, care funcționează la temperatura de 3 200 K.

De regulă aceste lămpi funcționează în curent continuu. Ele trebuie alimentate de la un redresor bine stabilizat sau de la o baterie cu rezistență de sarcină, pentru a limita curentul de descărcare la valoarea nominală. Pentru amorsarea lămpii trebuie folosit un plus de tensiune înaltă. Datorită formei, diferite a anodului, lămpile de 300 W pot funcționa atît în curent continuu cît și în curent alternativ. Tensiunea înaltă de amorsare se datorează faptului că la început arcul electric ia naștere în atmosfera de argon, cu care este umplut tubul, pentru ca ulterior zirconiul din catodul metalic să se evapore din cauza temperaturii înalte a catodului în timpul funcționării lămpii, tensiunea nominală de funcționare scăzînd la valoarea nominală indicată în tabelul 2.10.

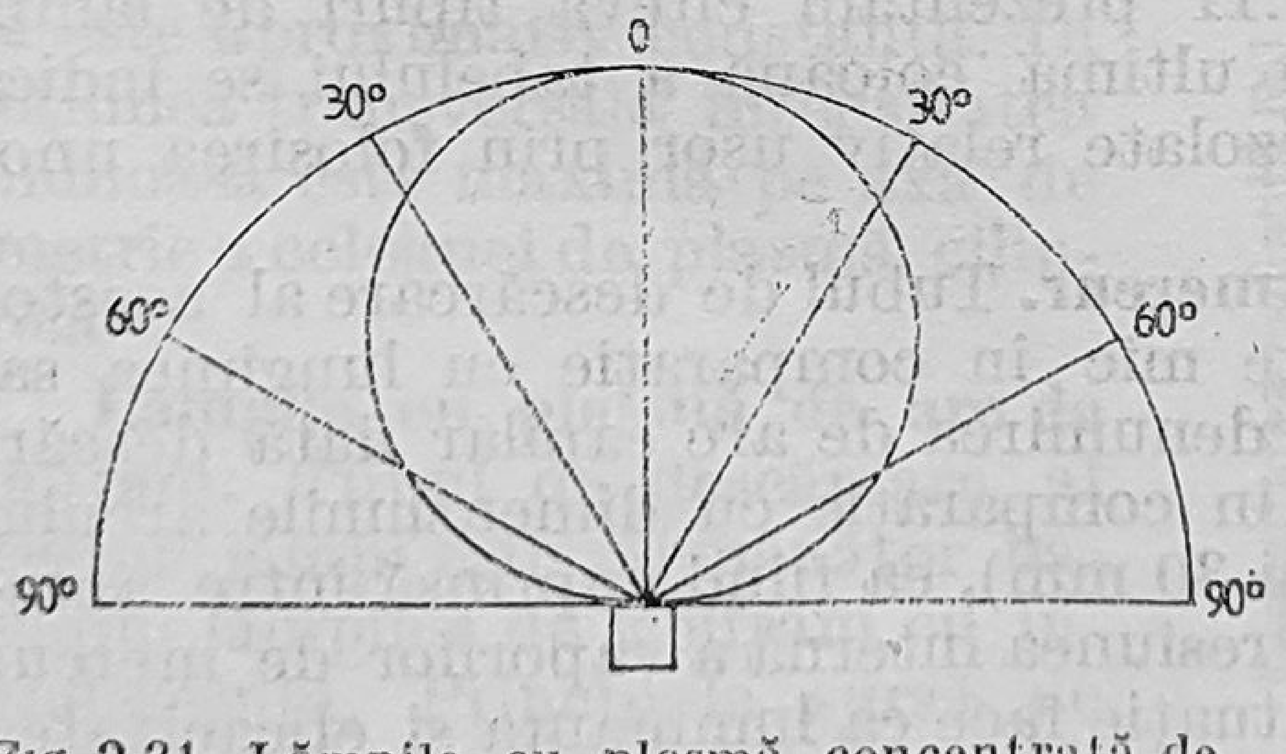


Fig. 2.31. Lămpile cu plasmă concentrată de arc de zirconiu emit radiația într-o emisferă. Intensitatea radiantă este maximă după direcția axei de simetrie a catodului și descrește după o lege cosinusoidală în raport cu unghiul de observație.

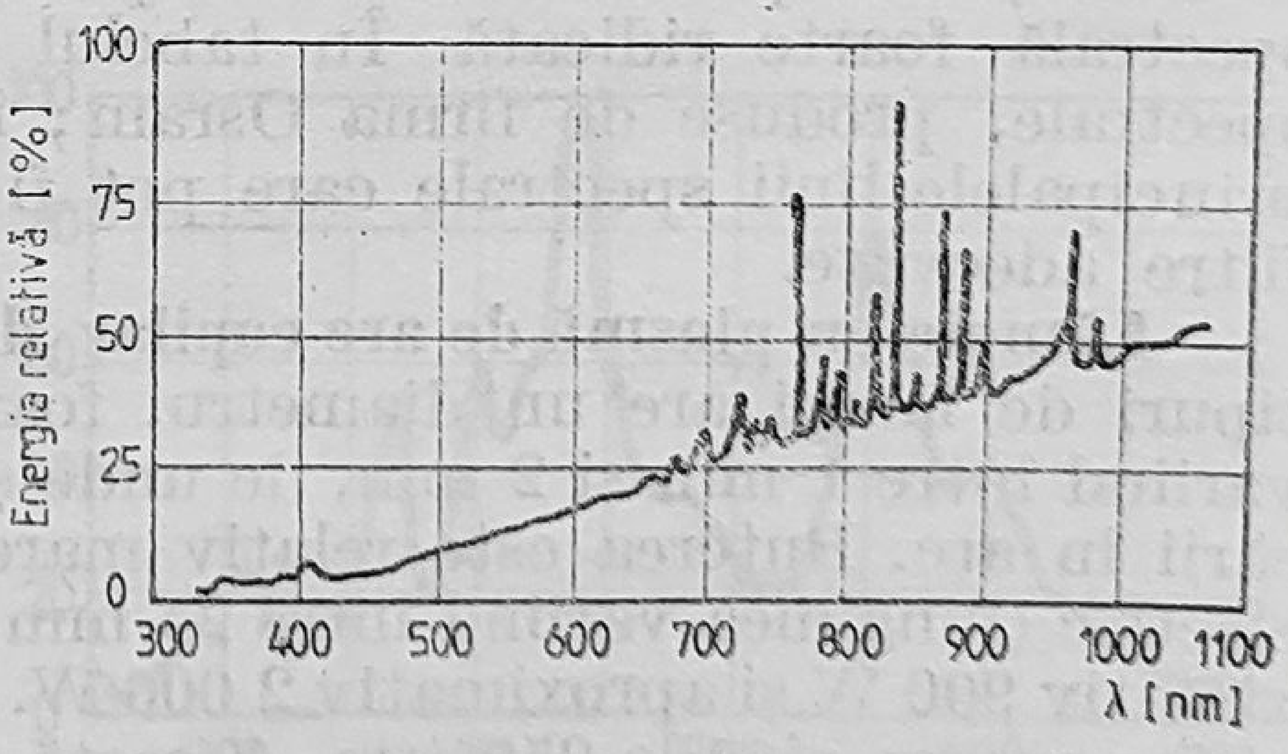


Fig. 2.32. Distribuția spectrală a radiației unei lămpi cu plasmă concentrată de arc de zirconiu.

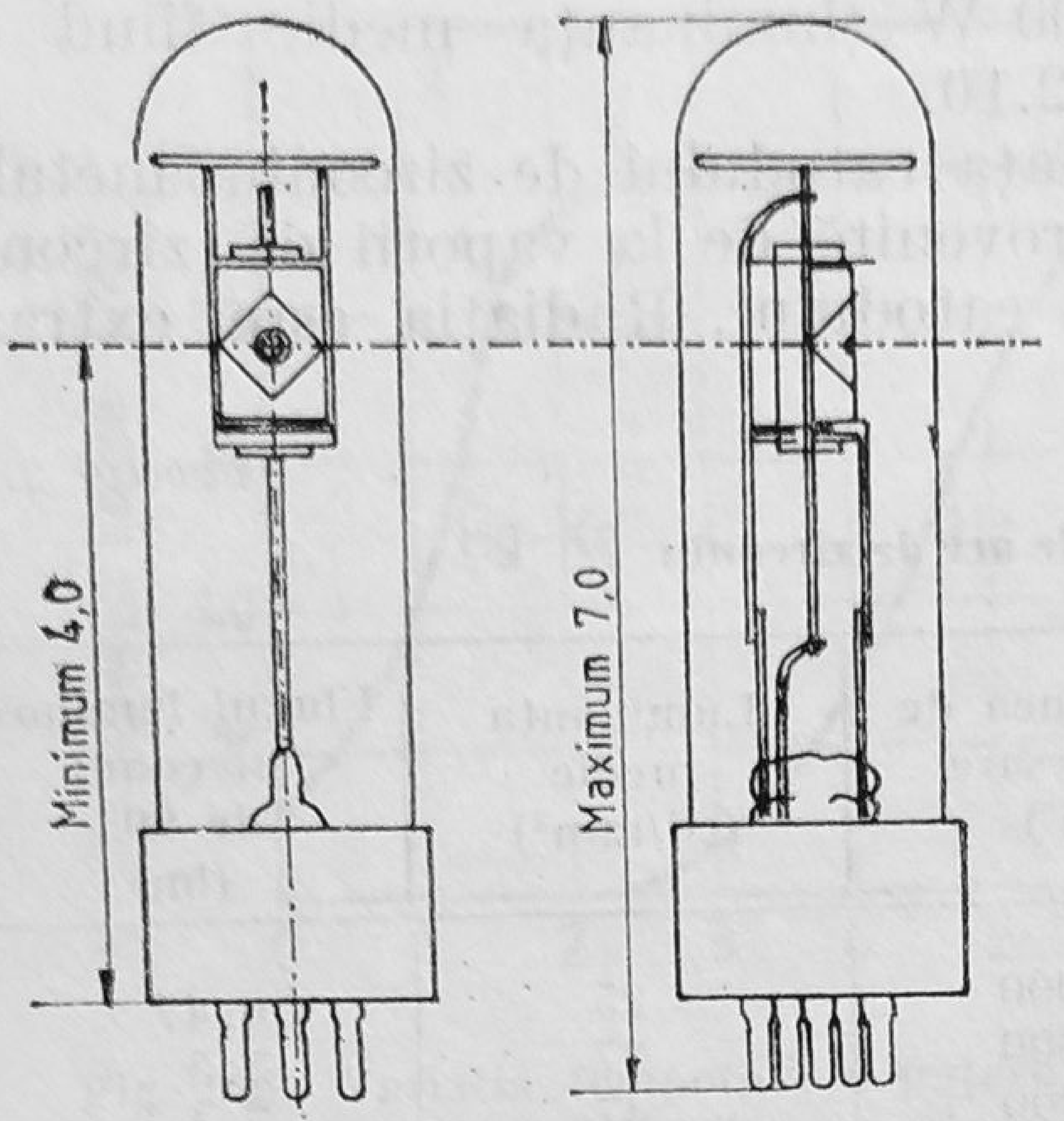


Fig. 2.33. Reprezentarea schematică a unei lămpi cu plasmă de arc de hidrogen.

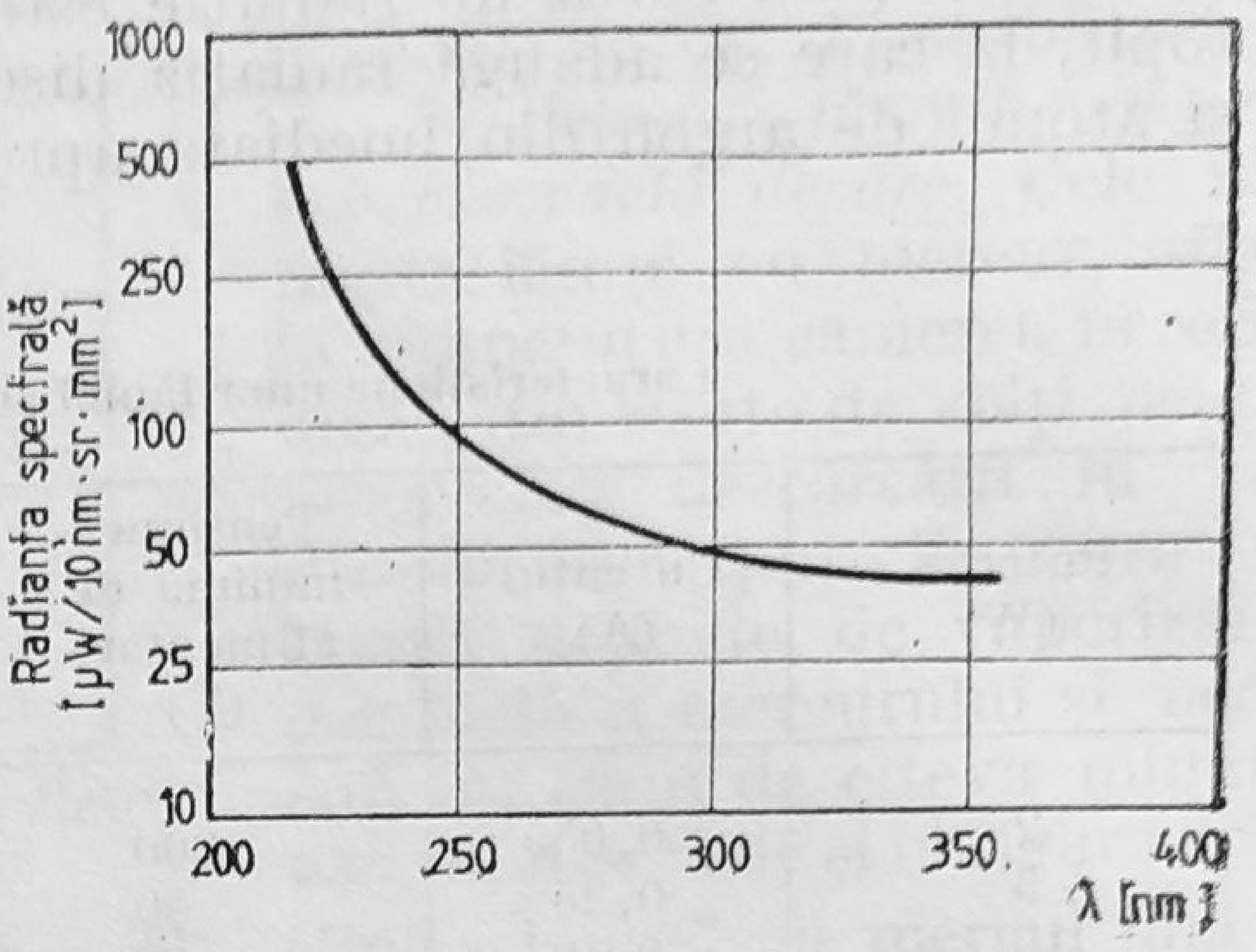


Fig. 2.34. Distribuţia spectrală a radiaţiei unei lămpi cu plasmă de arc de hidrogen.

Lămpile cu plasmă de arc de hidrogen. Trăsătura caracteristică principală a acestor surse speciale de radiaţie constă în faptul că ele radiază în domeniul ultraviolet al spectrului, suprafaţa radiantă fiind relativ mică, aşa cum se poate vedea din figura 2.33. Fluxul radiant, cu distribuţia spectrală de forma arătată în figura 2.34, este emis printr-o apertură cu diametrul de aproximativ 2 mm, în interiorul unui con de aproximativ 60°. Convecţia normală a aerului asigură răcirea lămpii. Fluxul de lumină dat de lampa prezentată în partea stîngă a figurii 2.33 este emis către cititor. Cum se poate vedea din figura 2.34, radiaţia emisă de aceste lămpi nu prezintă vîrfuri ca în cazul altor tipuri de lămpi cu plasmă de arc.

Lămpile spectrale. Aproape unica posibilitate de a obţine spectrul de emisie caracteristic unei substanţe este de a folosi substanţa respectivă ca materie primă pentru producerea plasmelor. Această observaţie stă la baza construcţiei unei game foarte variate de lămpi spectrale care folosesc ca materie primă gazele inerte sau vaporii metalelor (inclusiv vaporii metalelor alcaline). Radiaţia plasmei astfel obţinută este caracteristică materialului materie primă. În funcţie de proiectul lămpii, de presiunea gazelor sau a vaporilor, de curentul de descărcare şi de tipul de descărcare, pot fi obţinute spectre de linii cu o puritate spectrală foarte ridicată. În tabelul 2.11 prezentăm cîteva tipuri de lămpi spectrale, produse de firma Osram; în ultima coloană a tabelului se indică principalele linii spectrale care pot fi izolate relativ uşor prin folosirea unor filtre adecvate.

Lămpie cu plasmă de arc capilar de mercur. Tubul de descărcare al acestor tipuri de lămpi are un diametru, foarte mic în comparaţie cu lungimea sa, variind între 1 mm şi 2 mm, de unde şi denumirea de arc capilar dată descărcării în arc. Puterea este relativ mare în comparaţie cu dimensiunile arcului electric (lungimea variind între 25 mm şi 30 mm), ea fiind cuprinsă între aproximativ 900 W şi aproximativ 2 000 W. Presiunea internă a vaporilor de mercur poate ajunge pînă la 250 atm. Această situaţie face ca luminanţa şi eficacitatea luminoasă a acestor lămpi să aibă valori mari, iar lampa trebuie răcită fie într-un curent de aer, fie într-un curent de apă.

Lămpile cu plasmă de arc capilar, de mercur, pot funcţiona atît în curent continuu, cît şi în curent alternativ. Timpul în care se ajunge la parametrii

Tipuri de lămpi spectrale

Materia primă folosită	Puterea (W)	Intensitatea luminoasă (cd)	Suprafaţa luminoasă		Luminanţa (cd/mm²)	Liniile spectrale (nm)
			h(mm)	d(mm)		
Cadmiu	18	3,0	20	8	0,01	326, 468 480, 509 644
Cesiu	10	0,7	20	10	0,001	456–459 794–921
Heliu	60	3,5	15	10	0,023	588, 668 707
Mercur	55	110	20	3	1,5	313, 334
Mercur	50	50	20	2	1,2	365, 405
Mercur	2		12	6		436, 546 578
Potasiu	14	0,15	20	10	0,0002	767–770
Sodiu	25	30	15	10	0,12	589
Neon	40	3,5	20	10	0,08	
Rubidiu	13	0,4	20	10	0,0004	780–795
Taliu	13	0,8	9	3	0,030	352, 378 535
Zinc	20	1,0	20	8	0,001	308, 328–335, 468–481, 636

nominali de funcţionare este de numai cîteva secunde, iar reamorsarea se poate face tot doar după cîteva secunde, aceasta datorită răcirii puternice. Deşi răcirea cu aer este mult mai convenabilă, în cazul lămpilor de mare putere este neapărat necesară răcirea cu apă. Răcirea cu apă mai are avantajul că înlătură aproape complet radiaţia din ultravioletul apropiat şi reduce simţitor radiaţia din domeniul infraroşu. Acest lucru se datorează faptului că, deşi tubul de descărcare trebuie să fie din cuarţ, tubul exterior care permite circularea apei poate fi făcut din sticlă.

Distribuţia spectrală a intensităţii radiante este de forma arătată în figura 2.35. Distribuţia polară este tipică unui radiator cilindric difuz. Distribuţia luminanţei de-a lungul plasmei de arc este aproximativ constantă. În secţiunea transversală intensitatea luminoasă este maximă pe axa de simetrie a coloanei de plasmă cilindrică.

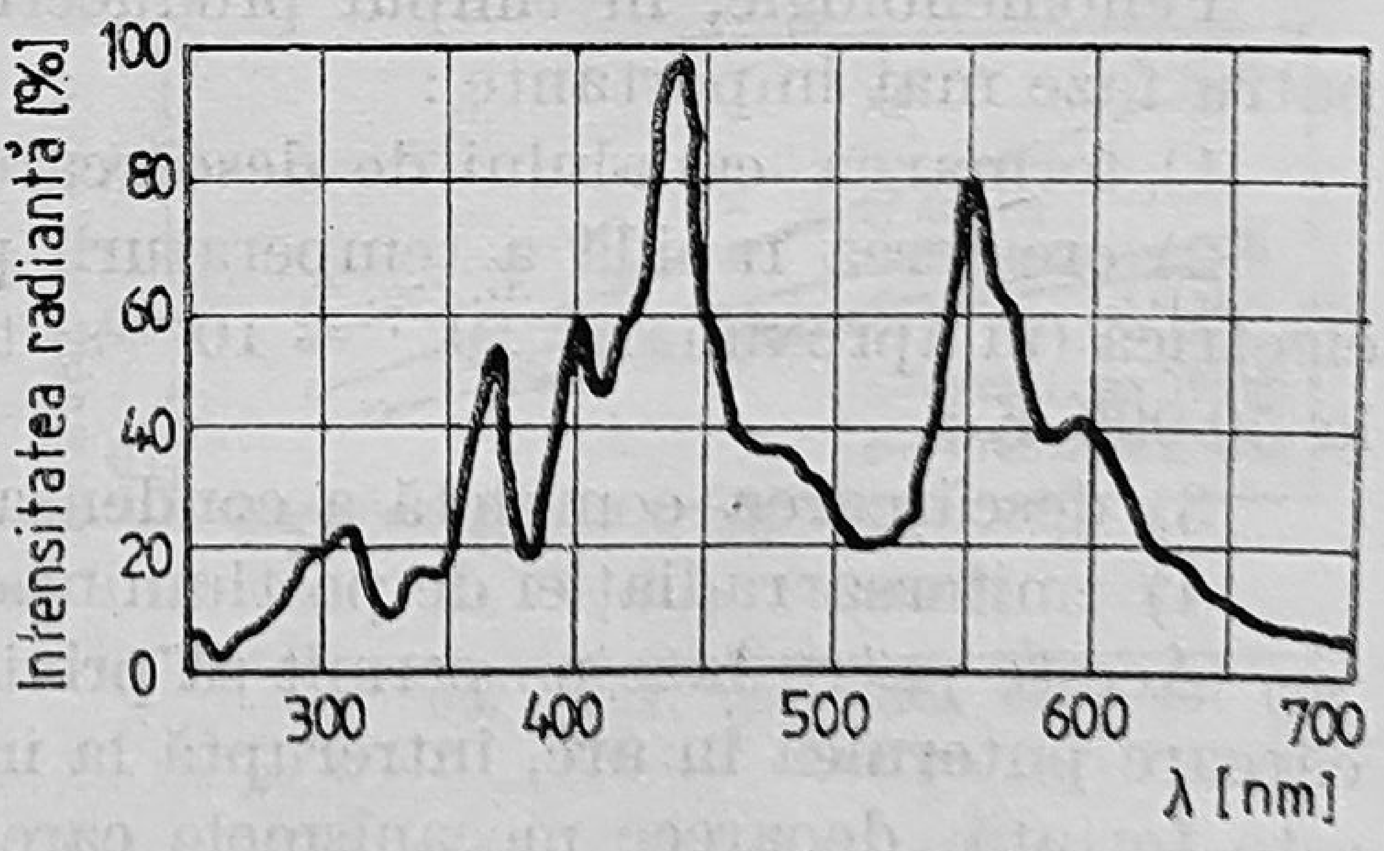


Fig. 2.35. Distribuţia spectrală a intensităţii radiante a unei lămpi cu plasmă de Hg de tipul arc capilar răcit cu apă, puterea de 2 000 W.

Lămpile cu plasmă de arc de wolfram. Tubul de descărcare al acestor lămpi este asemănător balonului lămpilor de wolfram cu incandescenţă. Principala sursă de radiaţie a lor este fie unul fie ambii electrozi. Pot funcţiona atît în curent continuu cît şi în curent alternativ, în funcţie de felul cum

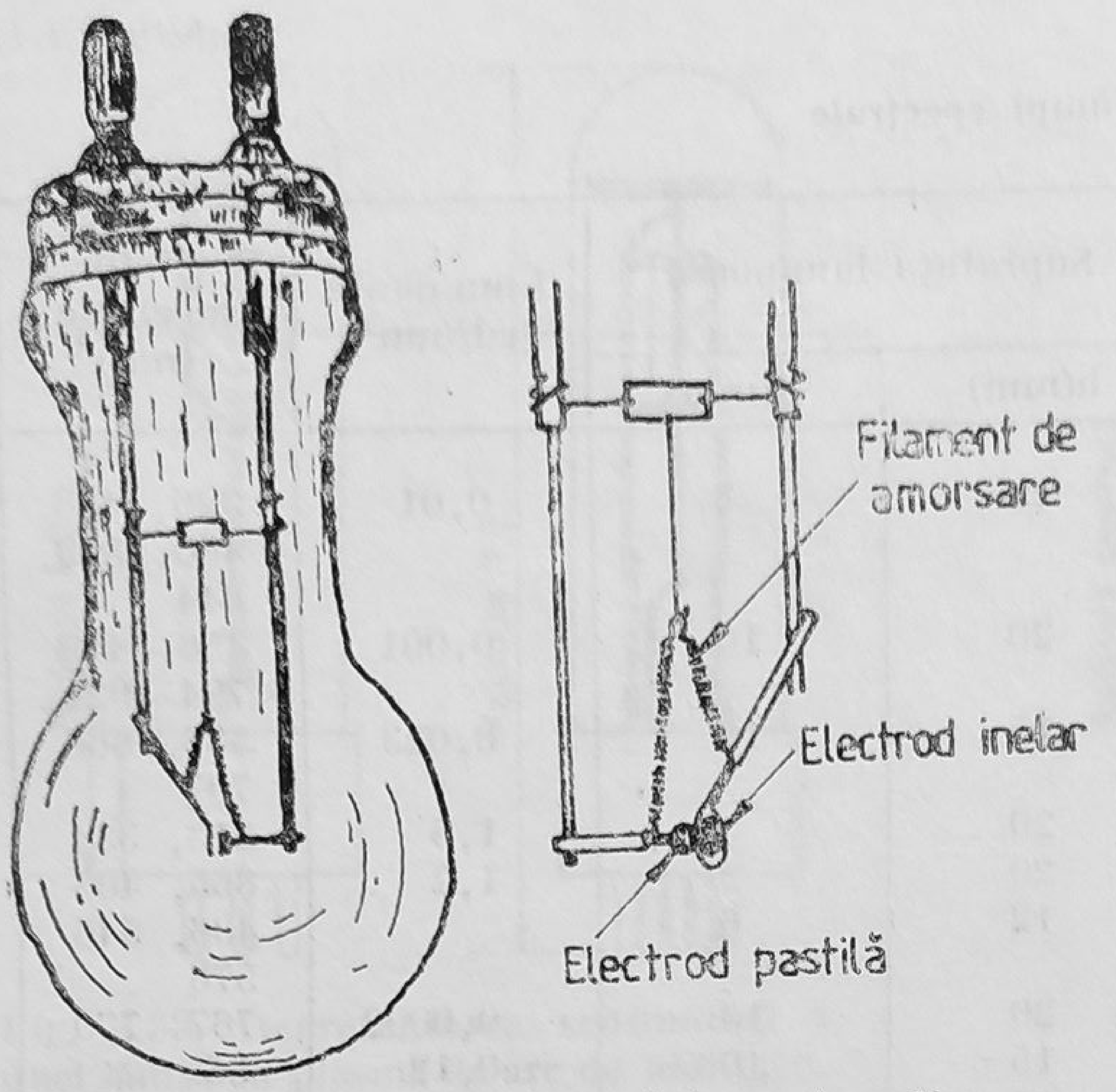


Fig. 2.36. Lampă cu plasmă de arc de wolfram.

au fost proiectate. Într-o versiune proprie, lămpile cu plasmă de arc se folosesc în fotomicrografie. Descărcarea în arc se realizează între doi electrozi de wolfram, gazul materie primă fiind argonul. Plasma de arc încălzește electrozii pînă la incandescență (figura 2.36). Unul dintre electrozi este de forma unui disc, iar altul este de formă inelară. Radiația provine în special de la electrodul cu formă de disc, care este mai strălucitor.

Luminanța, radianța și distribuția spectrală a lămpilor folosite pentru fotomicrografie sînt aproximativ similare cu cele ale lămpilor de wolfram cu incandescență, cu temperatura de 3 100 K. Radianța plasmei de argon este nesemnificativă.

2.3.4. Plasma de scînteie ca sursă de radiație (flashul electric)

Plasma descărcării electrice în scînteie se bucură de proprietatea remarcabilă că poate furniza luminescențe de pînă la 400 000 cd/mm^2 (comparativ cu luminescența Soarelui de 1 500 cd/mm^2) pentru perioade de timp scurte. Tuburile de descărcare sînt tuburi cilindrice, de formă liniară, sub formă de U sau sub formă aproximativ elicoidală (vezi figurile 2.37 — 2.39). Distanța dintre electrozi variază în funcție de tipul de lampă. La noi în țară aceste lămpi sînt cunoscute sub denumirea de *lămpi flash* sau *flashuri electrice*. Denumirea lor corectă ar trebuie să fie „lămpi cu plasmă de scînteie" .

Fenomenologic, în timpul producerii plasmei de scînteie, pot fi reținute patru faze mai importante :

1) formarea canalului de descărcare electrică ;

2) creșterea rapidă a temperaturii plasmei și a curentului de descărcare electrică (în aproximativ $10^{-7} - 10^{-8}$ s) temperatura putînd atinge valori pînă la 50 000 K ;

3) descărcarea completă a condensatorului ;

4) emiterea radiației de postluminescență.

Aceste patru faze ne permit să privim descărcarea în scînteie ca pe o descărcare puternică în arc, întreruptă la intervale foarte mici de timp. Analogia este forțată, deoarece mecanismele care duc la apariția celor două tipuri de plasme sînt diferite. Practic, plasma de scînteie se obține prin descărcarea într-un mediu gazos, a energiei înmagazinate de un condensator.

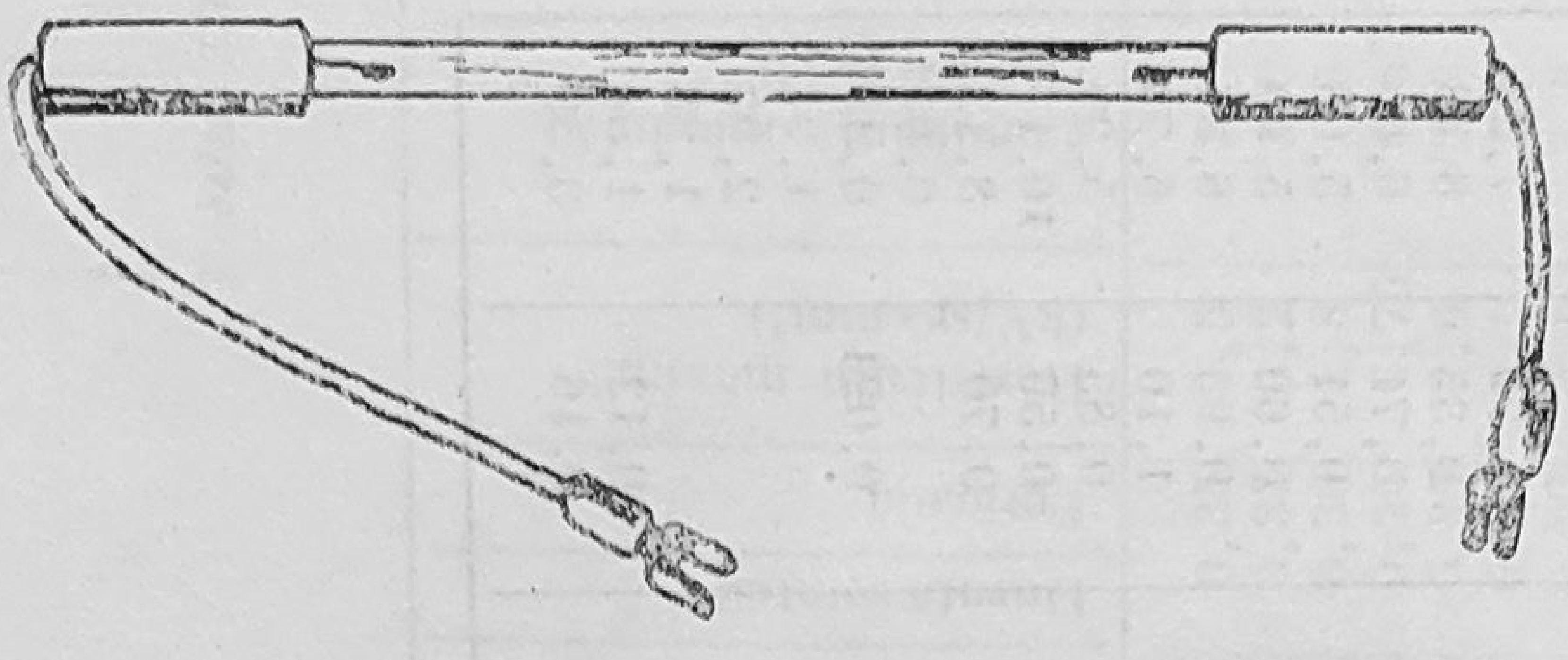


Fig. 2.37. Lampă flash cu tub cilindric de diametru foarte mic

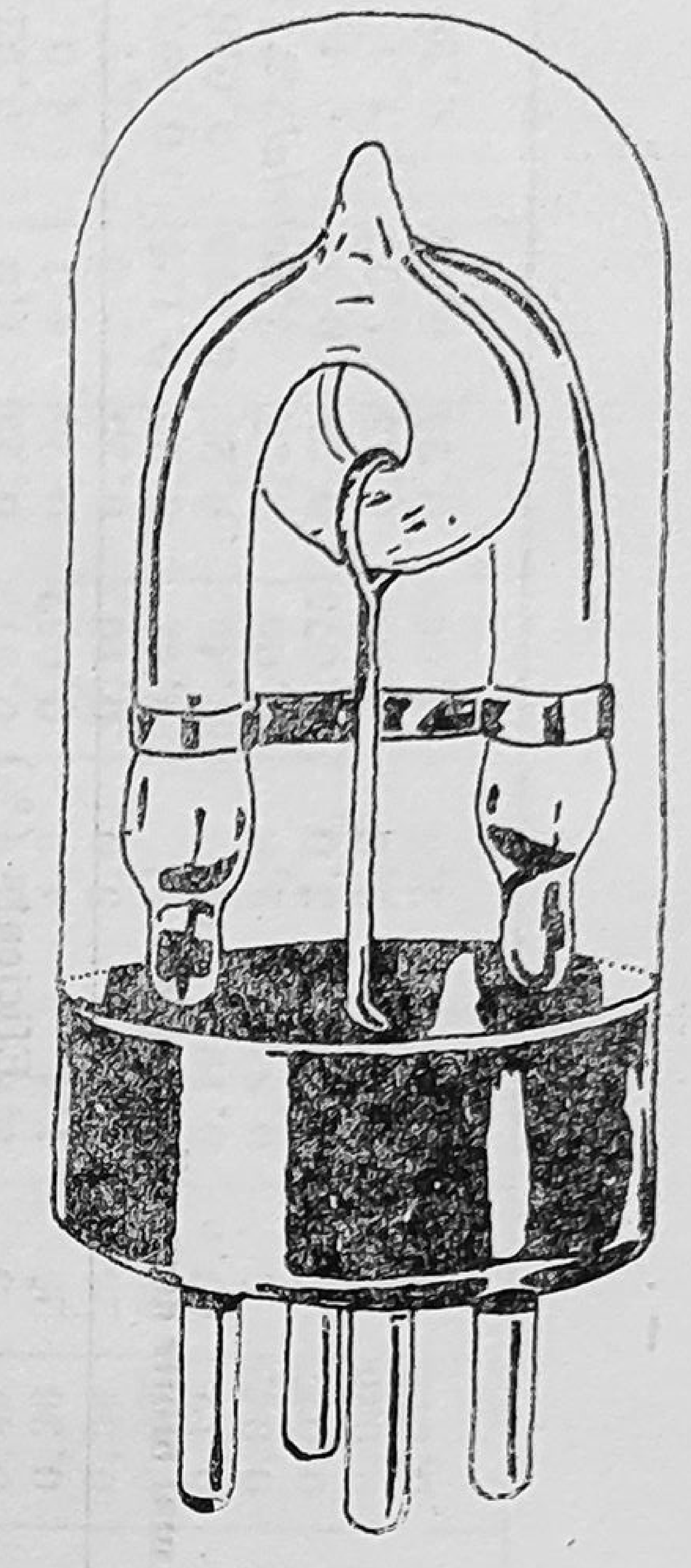


Fig. 2.38. Lampă flash cu tub elicoidal, de diametru mic.

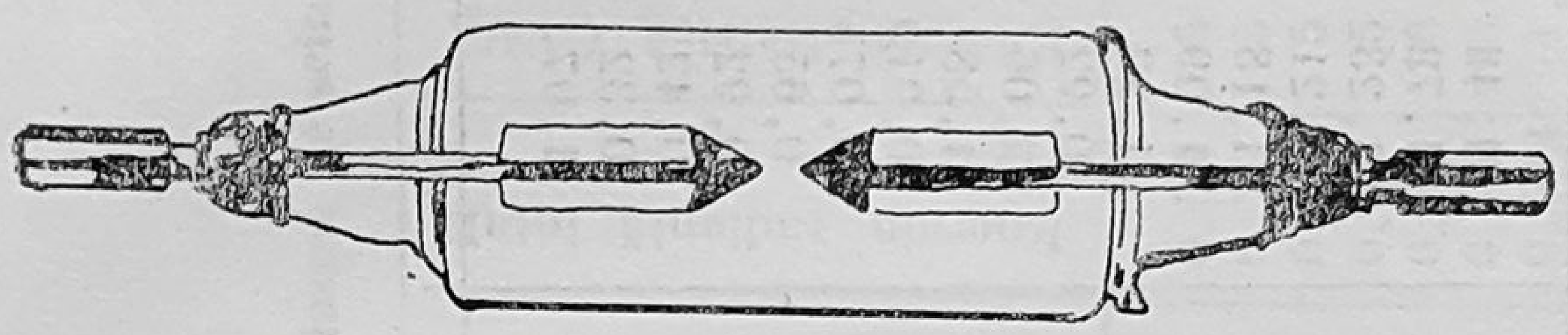


Fig. 2.39. Lampă flash cu distanța dintre electrozi de 3 mm.

Literatura de specialitate cuprinde multe date despre caracteristicile electrice și luminoase ale plasmei descărcării în scînteie, dintre care prezentăm cîteva în tabelele 2.12 și 2.13.

Distribuția energiei spectrale prezentate în figura 2.40 este caracteristică multor lămpi flash umplute cu xenon, în formă de U, folosite în fotografie. Observăm că diferențele de tensiune au un efect mic asupra distribuției spectrale a fluxului din domeniul vizibil al spectrului de radiație, diferențe marcante apărînd numai în domeniul infraroșului apropiat. Tuburile flash, care au distanța dintre electrozi mică (vezi figura 2.39), prezintă o trăsătură caracteristică dis-

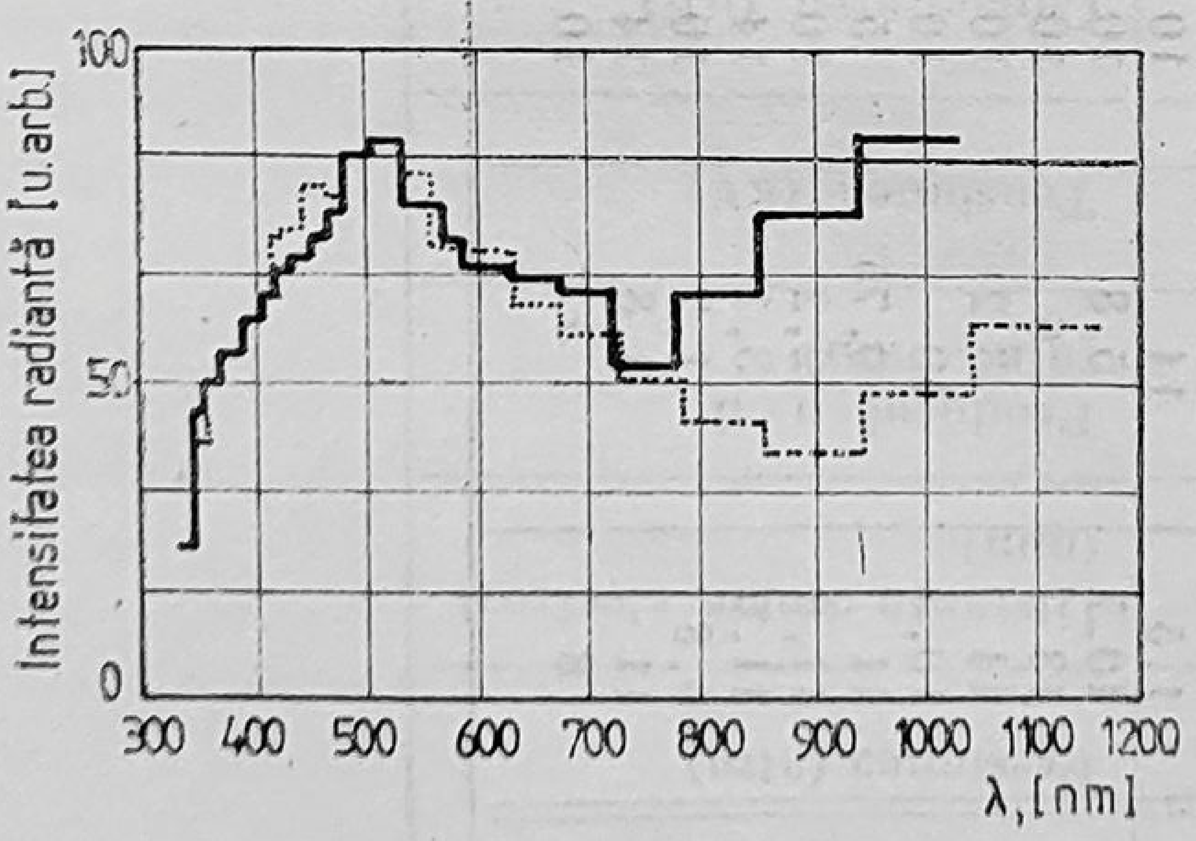


Fig. 2.40. Distribuția spectrală a] intensității radiante a lămpilor flash folosite în tehnica fotografică.

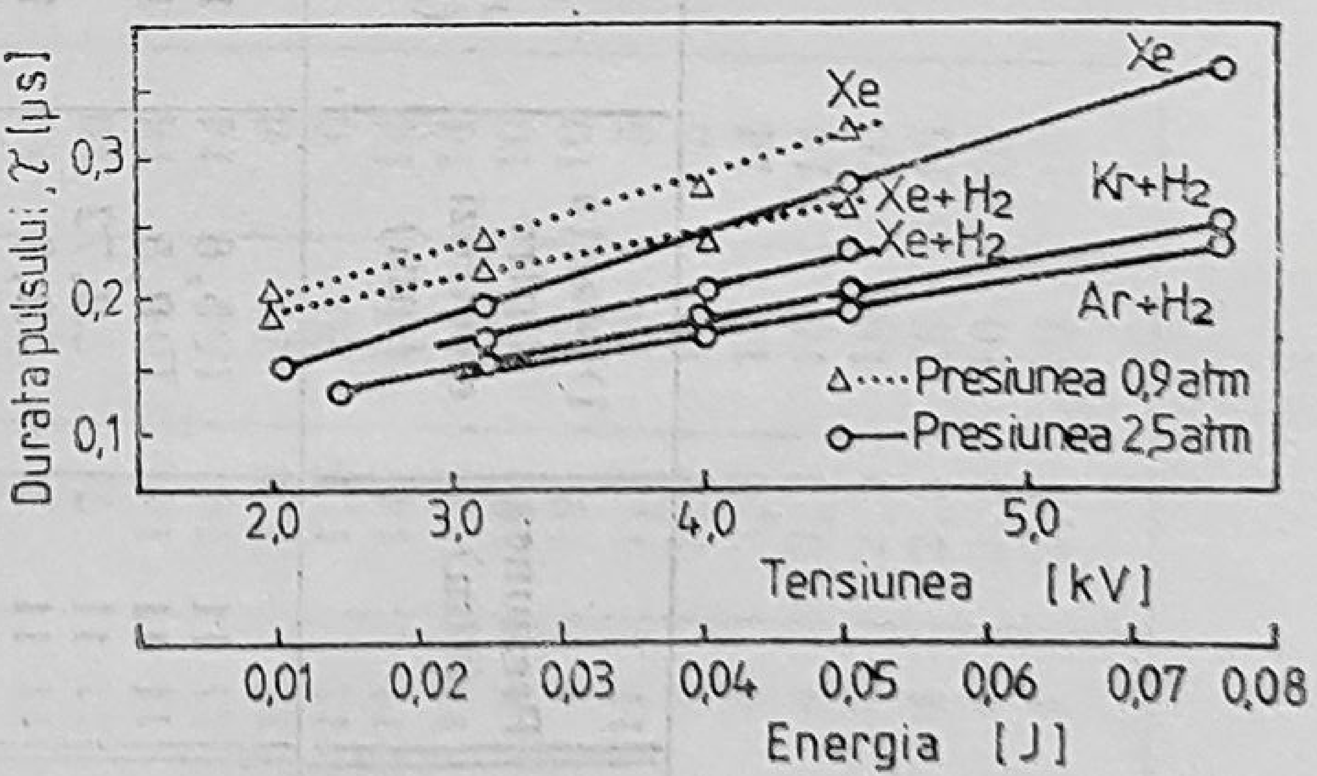


Fig. 2.41. Efectul datorat tensiunii de alimentare asupra duratei plasmei de scînteie electrică, în dependența $\tau = f(U^2)$; $C = 5$ nF, $l = 6$ mm, $L = 10$ nH, 20 % H_2.

Tabelul 2.12

Eficienţa plasmei de scinteie pentru mai multe domenii spectrale

Gazul	Presiunea (atm)	Distanţa dintre electrozi (mm)	Tensiunea (kV)	Capacitatea (μF)	Energia $CV^2/2$ (J)	Eficienţa (%)					
						250—300 nm	300—380 nm	380—520 nm	520—760 nm	760—900 nm	Totală
Ar	11	5,6	10	0,1	5	1,26	1,44	1,99	1,80	1,79	7,28
Ar	11	9,5	14	0,1	10	1,54	1,72	2,22	2,05	0,35	8,48
Ar	11	2,72	6	0,1	1,8	0,88	1,23	1,64	1,59	0,71	6,05
Ar	11	2,3	10	0,1	5	0,98	1,21	1,31	1,07	0,51	5,08
Ar	7,2	3,6	10	0,1	5	0,73	1,18	1,40	1,18	0,60	5,09
Ar	4,0	6,5	10	0,1	5	0,61	1,09	1,61	1,82	0,93	6,06
Ar	1,5	14	10	0,1	5	0,50	1,22	1,85	2,06	1,10	6,73
Ar	10,7	5,8	10	0,1	5	0,50	0,92	1,40	1,53	0,85	5,20
Xe	13	6	10	0,1	5	2,28	2,06	2,50	2,77	0,56	10,17
Kr	14	3,2	10	0,2	10	2,08	1,58	1,95	1,81	0,70	8,12
H_2	10,3	10	10	0,1	5	0,014	0,019	0,048			0,081
	11	0,75	5	5	62,5	0,185	0,075	0,104	0,101	0,021	0,486
N_2	11,6	2,2	10	0,1	5	0,68	0,65	0,61			1,94
N_2	11,6	3,1	14	0,1	10	1,02	0,92	0,99			2,93
CO_2	9,8	1,2	10	0,1	5	0,36	0,42	0,50			1,28
	11	1,8	14	0,65	65	0,40	0,32	0,35	0,35	0,12	1,54
Hg	8	5	10	0,2	10	0,20	1,07	1,08	1,08	0,16	3,59

Tabelul 2.13

Radiația luminanța și durata unor plasme de scînteie

Tipul de gaz	Presiunea (atm)	Distanța dintre electrozi (mm)	Produsul p · d (atm. mm)	Tensiunea (kV)	Capacitatea (μF)	Inductanța externă (μH)	Perioada de oscilație (s)	Energia radiată pe steradian între 250 nm și 900 nm (în 10^{-2} J/sr)	Energia luminoasă din unitatea de unghi solid (cd · s)	Energia radiantă totală (J)	Energia electrică $CV^2/_2$, (J)	Eficacitatea optică (%)	Diametrul maxim al scînteii (mm)	Suprafața maximă a scînteii (cm^2)	Durata scînteii / Perioadă	Rezistența maximă (kV/sr · mm^2)	Luminanța maximă (10^2 cd/mm^2)
Ar	11	7	77	10	0,1	0	1,2	5,5	5,2	0,52	5	10,4	3,6	0,25	0,35	3,5	3,3
Ar	11	14	154	10	0,1	0	1,2	7,9	7,6	0,75	5	14,9	3,0	0,42	0,38	3,2	3,0
Ar	11	7	77	10	0,1	1,0	2,3	5,2	5,4	0,49	5	9,8	3,3	0,23	0,30	1,8	1,9
Ar	11	7	77	10	0,1	9,1	6,1	3,7	3,3	0,35	5	7,1	3,0	0,21	0,25	0,75	0,67
Ar	11	14	154	14	0,1	0	1,2	8,9	7,9	0,84	10	8,4	3,6	0,51	0,35	2,6	2,3
Ar	11	14	154	14	0,1	2,8	3,5	7,9	8,1	0,75	10	7,5	3,3	0,46	0,28	1,1	1,1
Ar	11	1,8	20	6	0,1	0	1,2	1,0	0,87	0,094	1,8	5,2	2,3	0,042	0,30	4,1	3,6
Ar	11	1,8	20	6	0,1	2,8	3,5	0,68	0,65	0,064	1,8	3,5	1,65	0,030	0,25	2,0	1,9
Ar	11	14	154	14	0,65	0	3,2	39,5	34,2	3,7	63,5	5,7	7,5	1,05	0,35	1,63	1,4
Ar	11	14	154	14	0,65	2,8	9,1	34,7	36,4	3,3	63,5	5,0	7,5	1,05	0,30	1,03	1,1
Ar	4	19	77	10	0,1	0	1,2	7,6	7,8	0,72	5	14,4	3,3	0,62	0,30	4,0	4,0
Ar	4	19	77	10	0,1	2,8	3,5	5,2	4,8	0,49	5	9,9	3,0	0,57	0,25	1,0	0,92
Ar	11	1,2	13	5	2	0	5,3	3,8	3,3	0,36	25	1,4	4,3	0,052	0,25	4,7	4,0
Ar	4	3,2	13	5	2	0	5,3	5,7	6,6	0,54	25	2,1	5,0	0,16	0,25	2,4	2,7
H_2	4	3,8	15	14	0,65	0	3,2	0,37	0,29	0,035	63,5	0,055	11	0,41	0,25	0,125	0,097
H_2	4	3,8	15	14	0,65	9,1	15,6	1,28	1,56	0,12	63,5	0,19	12	0,45	0,25	0,013	0,016
CO_2	4	2,5	10	10	0,1	0	1,2	0,45	0,46	0,042	5	0,84	2,6	0,06	0,25	2,0	2,1
CO_2	4	2,5	10	10	0,1	2,8	3,5	0,28	0,23	0,027	5	0,53	3,0	0,075	0,25	0,54	0,44
N_2	4	2,5	10	10	0,1	0	1,2	0,28	0,24	0,026	5	0,52	2,6	0,065	0,25	1,27	1,1
N_2	4	2,5	10	10	0,1	2,8	3,5	0,19	0,20	0,018	5	0,36	2,6	0,065	0,25	0,24	0,26

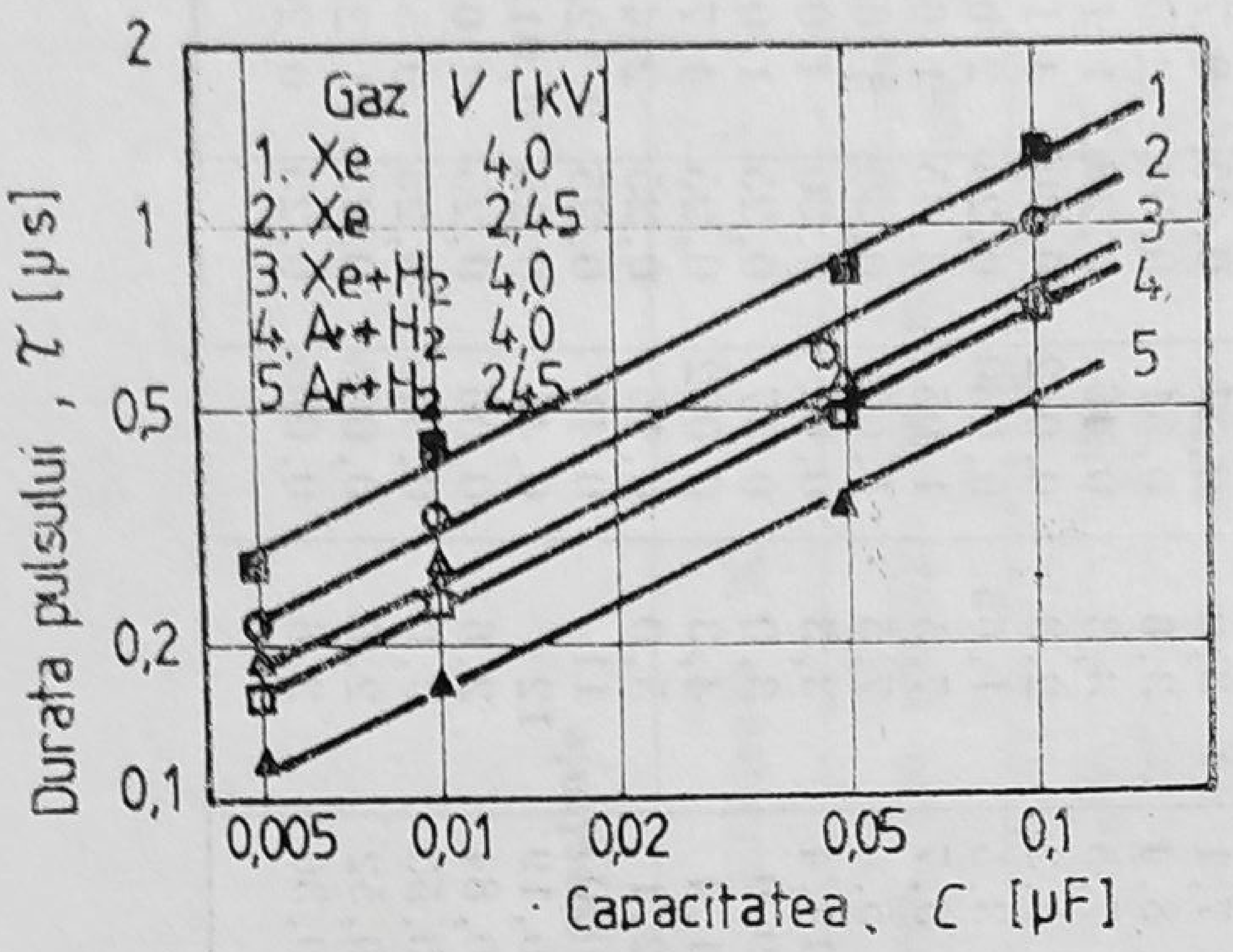


Fig. 2.42. Durata pulsului de tensiune, folosit pentru obţinerea plasmei de scînteie, în funcţie de capacitate; $l = 6$ mm, $p = 2{,}5$ atm.

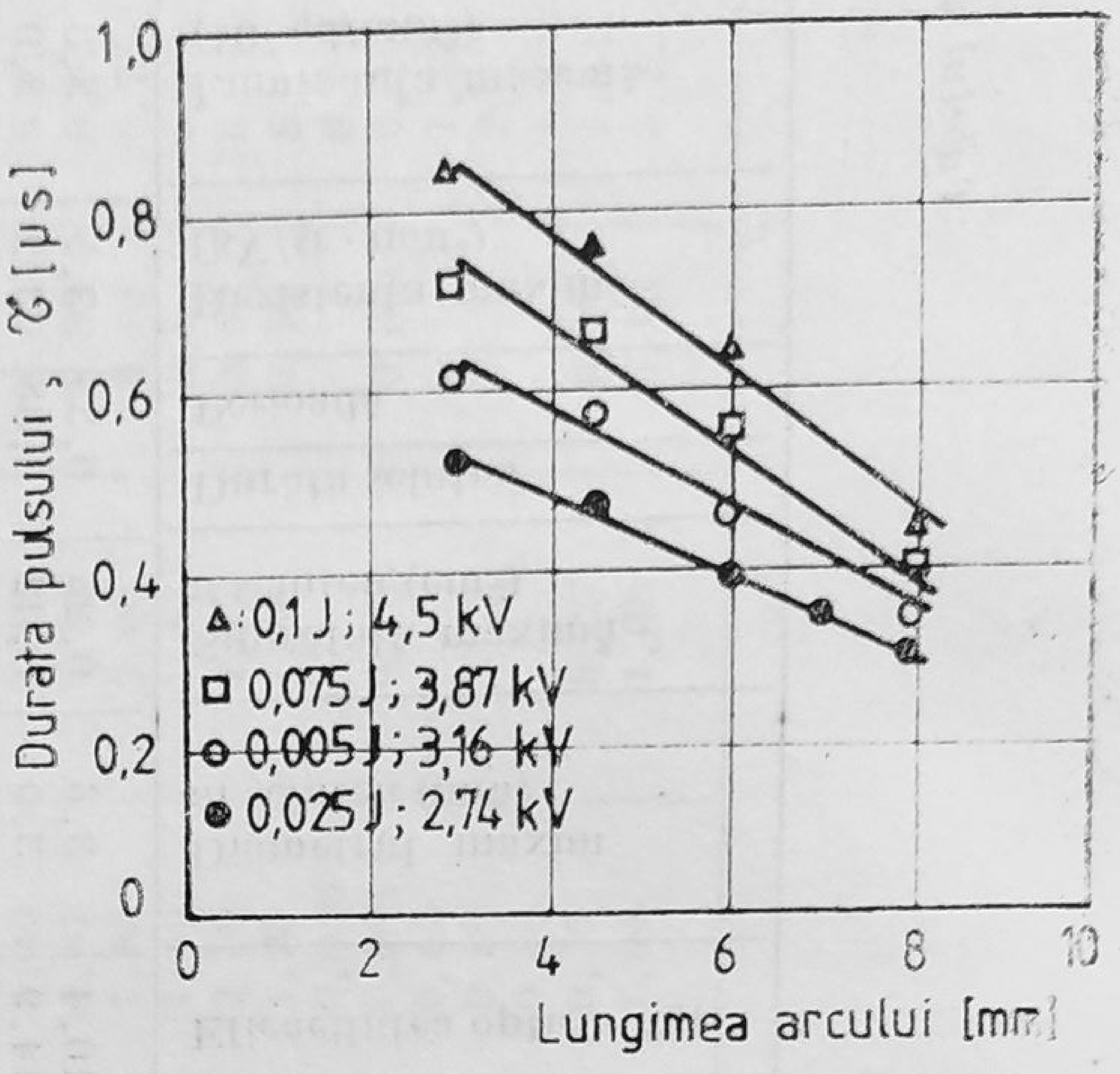


Fig. 2.43. Efectul lungimii plasmei de scînteie asupra timpului de viaţă al plasmei de scînteie; Xe la $p = 3$ atm. $C = 10$ nF, $L = 0{,}2$ μH.

tinctă şi anume, că maximul de flux este deplasat către lungimi de undă mici (400 nm pentru xenon şi 380 nm pentru argon).

Unele lămpi flash necesită rate de repetiţie mai mari decît 1 000 de flashuri pe secundă. În astfel de condiţii importantă devine încălzirea cumulativă, proiectele de construcţie luînd în consideraţie şi acest lucru. Durata pulsului scînteii depinde de tensiunea nominală de lucru a lămpii (figura 2.41), de capacitatea condensatorului (figura 2.42) şi de lungimea scînteii (figura 2.43).

În momentul de faţă se construiesc tuburi flash într-o varietate foarte mare în funcţie de scopul pentru care sînt destinate. Alegerea uneia sau alteia dintre aceste lămpi este de multe ori o problemă dificilă, deoarece trebuie să se ţină seama de mulţi parametri.

2.3.5. Lămpile fluorescente

Lămpile fluorescente se bazează tot pe acţiunea radiaţiei plasmei unei descărcări electrice asupra luminoforului cu care este acoperit tubul de descărcare. Din acest motiv ele fac parte tot din categoria surselor de lumină cu plasmă.

O lampă fluorescentă obişnuită se obţine printr-o descărcare electrică de joasă presiune şi la curenţi mici de descărcare, într-o atmosferă de vapori de mercur şi prin folosirea primei linii de rezonanţă a mercurului, de 253,7 nm. Presiunea mică a vaporilor de mercur evită absorbţia liniei în volumul plasmei, iar valoarea mică a curentului de descărcare permite ca cea mai mare parte a radiaţiei să fie concentrată în linia de rezonanţă.

Stratul de fosfor cu care este acoperită suprafaţa interioară a tubului de descărcare converteşte radiaţia ultravioletă, dată de plasma descărcării, în radiaţie din domeniul vizibil al spectrului. Pentru a obţine o lumină „albă" sau „lumina zilei" de la lămpile fluorescente, suprafaţa interioară a tubului de descărcare se acoperă cu un strat de amestec format din silicat de beriliu şi zinc şi tungstanat de magneziu. Pentru obţinerea luminii verzi sau a luminii trandafirii

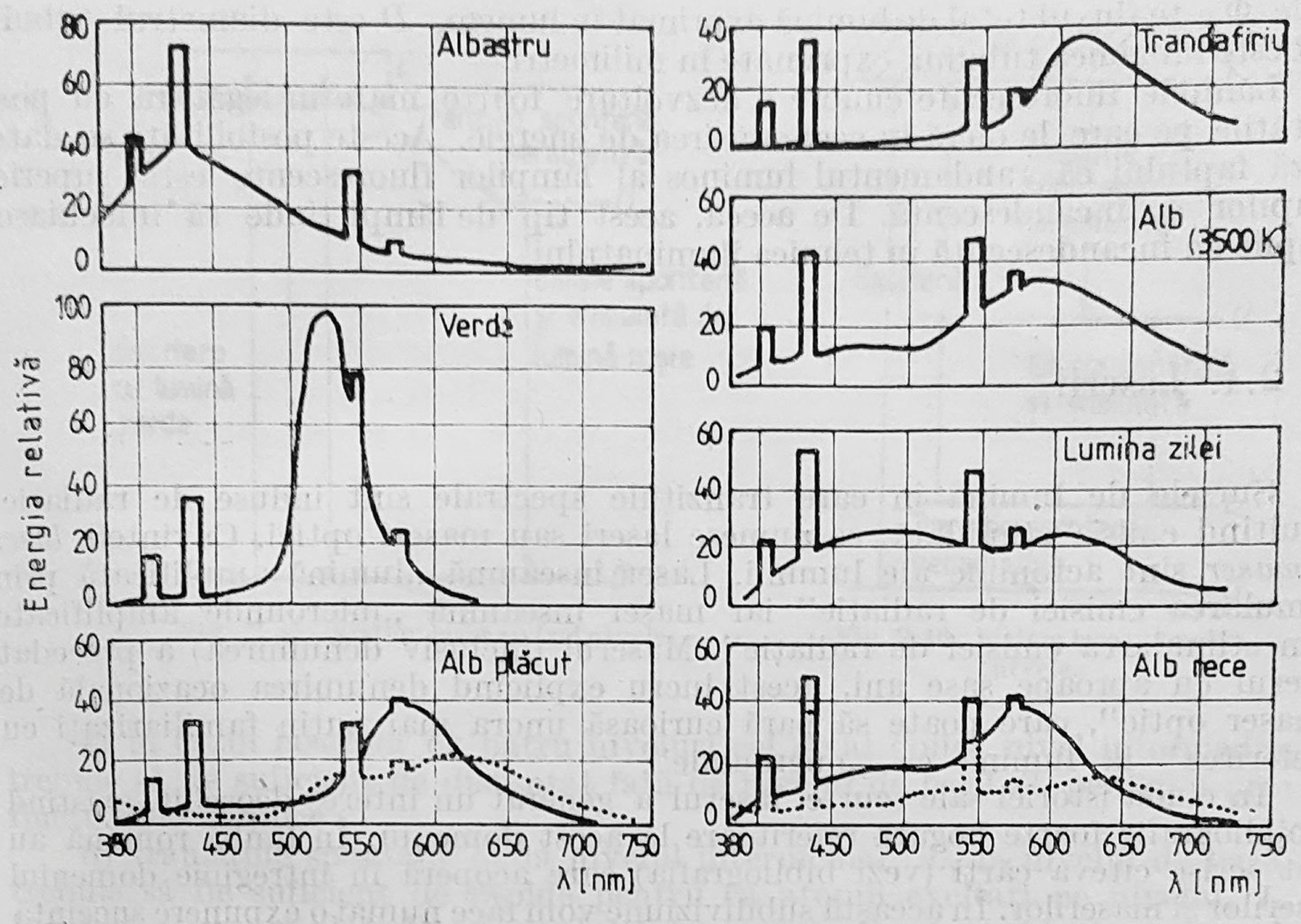


Fig. 2.44. Distribuţia spectrală a intensităţii radiante tipică pentru lămpile fluorescente.

se foloseşte silicat de [zinc, şi, respectiv, borat de cadmiu. Distribuţiile spectrale reprezentative ale lămpilor fluorescente sînt arătate în figura 2.44.

Deoarece presiunea de vapori a mercurului la temperatura camerei este extrem de mică (aproximativ $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ atm), cea mai mare cantitate de mercur se află în faza lichidă înainte de amorsarea descărcării de aceea, pentru amorsarea descărcării în tub, acesta trebuie umplut cu un gaz auxiliar care, de regulă, este argonul. Aşadar, în faza iniţială descărcarea se amorsează în argon, mercurul se evaporă, presiunea de vapori a mercurului creşte şi, în final, descărcarea trece într-o descărcare în vapori de mercur.

Lămpile fluorescente obişnuite, care au diametrul tubului de descărcare de aproximativ 35 – 40 mm, funcţionează la un curent de aproximativ 0,4 A, prezentînd un gradient de tensiune de aproximativ 80 V/m. Deoarece tensiunea nominală de funcţionare a lămpilor fluorescente este mult mai mică decît tensiunea de amorsare a descărcării electrice în gazul auxiliar, se foloseşte o rezistenţă de balast, care serveşte pentru controlul curentului de descărcare. Cînd rezistenţa este inductivă, ea ajută la generarea pulsului de tensiune necesar amorsării descărcării.

Deşi sînt şi lămpi fluorescente cu catod rece, cele mai multe folosesc electrozi calzi, acoperiţi cu un strat de oxid cu proprietăţi emisive superioare. Primul pas în punerea în funcţie a lămpii fluorescente este deci încălzirea electrozilor printr-un circuit care include un drossel. Drosselul furnizează şi pulsul de tensiune necesar amorsării descărcării.

Luminanţa L, la centrul lămpii fluorescente — mediată pe diametrul tubului de descărcare — , poate fi calculată cu formula

$$L = \frac{0{,}118\ \Phi}{D}\ l,\ \text{cd/mm}^2,$$

unde Φ este fluxul total de lumină exprimat în lumeni, D este diametrul tubului iar l este lungimea tubului, exprimate în milimetri.

Lămpile fluorescente cunosc o dezvoltare foarte mare în legătură cu posibilitățile pe care le oferă în economisirea de energie. Aceste posibilități se datorează faptului că randamentul luminos al lămpilor fluorescente este superior lămpilor cu incandescență. De aceea, acest tip de lămpi tinde să înlocuiască lămpile cu incandescență în tehnica iluminatului.

2.4. Laserii

Sursele de lumină în care tranzițiile spectrale sînt induse de radiație, rezultînd emisia stimulată, se numesc laseri sau maseri optici. Cuvintele *laser* și *maser* sînt acronime ale luminii. Laser înseamnă „lumină amplificată prin stimularea emisiei de radiație" iar maser înseamnă „microunde amplificate prin stimularea emisiei de radiație". Maserul (inclusiv denumirea) a precedat laserul cu aproape șase ani, acest lucru explicînd denumirea ocazională de „maser optic", care poate să pară curioasă unora mai puțin familiarizați cu „referirea" la lumină ca „microunde".

În ciuda istoriei sale scurte, laserul a generat un interes deosebit, existînd o bibliografie foarte bogată referitoare la acest domeniu. În limba română au fost scrise cîteva cărți (vezi bibliografia) care acoperă în întregime domeniul laserilor și maserilor. În această subdiviziune vom face numai o expunere succintă asupra acestor surse de lumină coerentă.

Caracteristicile remarcabile ale laserilor devin evidente cînd radiația laser și capacitatea laserilor de a produce radiație coerentă și monocromatică se compară cu alte surse de lumină, așa cum se poate vedea din tabelul 2.14.

Tabelul 2.14

Posibilitățile de coerență și de radianță ale laserilor suprafața oglinii

Sursa	Fluxul spectral coerent (W/nm)	Fluxul coerent (W)	Radianța spectrală (W/mm^2 · sr)	Radianța (W/mm^2 · sr)	Emitanța spectrală (W/mm^2 · nm)	Emitanța (W/mm^2)
Becurile incandescente la 2.800K	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$		0,25	0,38	$8 \cdot 10^{-4}$	1,2
Soarele	$2{,}8 \cdot 10^{-9}$		2,2	2,0	$6{,}8 \cdot 10^{-2}$	61
Laser He Ne 633 nm	$1{,}3 \cdot 10^{4}$	$1{,}6 \cdot 10^{-3}$	$8{,}8 \cdot 10^{12}$	$1{,}1 \cdot 10^{3}$	$1{,}1 \cdot 10^{4}$	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$
Laser pulsat	$1{,}5 \cdot 10^{10}$	$1{,}5 \cdot 10^{8}$	$7{,}5 \cdot 10^{16}$	$7{,}5 \cdot 10^{11}$	$7{,}5 \cdot 10^{7}$	$7{,}5 \cdot 10^{5}$

Inversia de populație în laserii bazați pe excitarea individuală a atomilor și moleculelor este facilitată de următoarele condiții:

1) prezența unei benzi largi de absorbție;

2) nivelul de energie superior, în care își are originea tranziția de radiație, trebuie să aibă un timp de viață mare;

3) tranziția de la nivelul superior la nivelul intermediar trebuie să fie rapidă, comparativ cu tranziția de la nivelul superior la nivelul de bază;

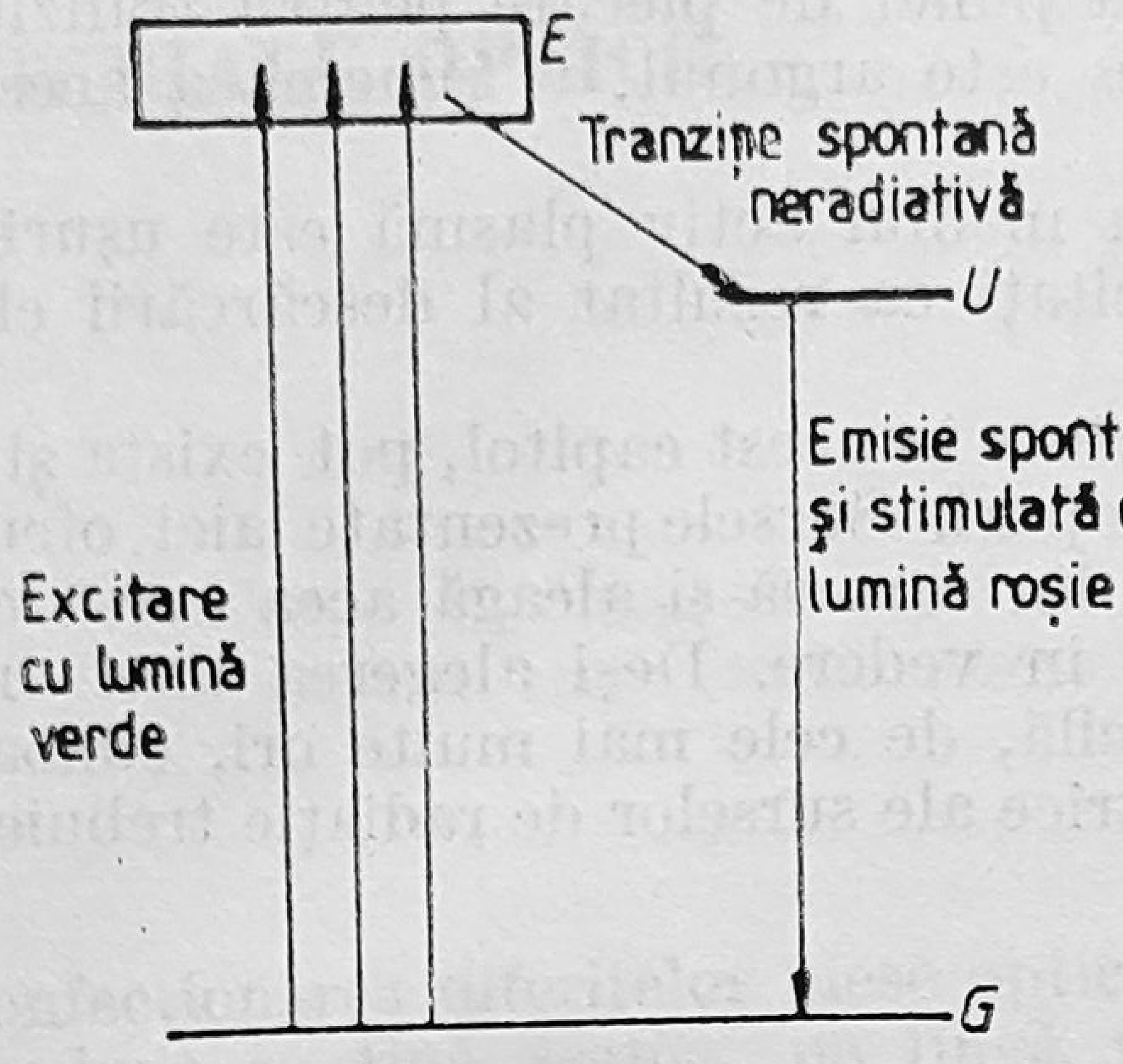


Fig. 2.45. Sistem laser cu trei nivele.

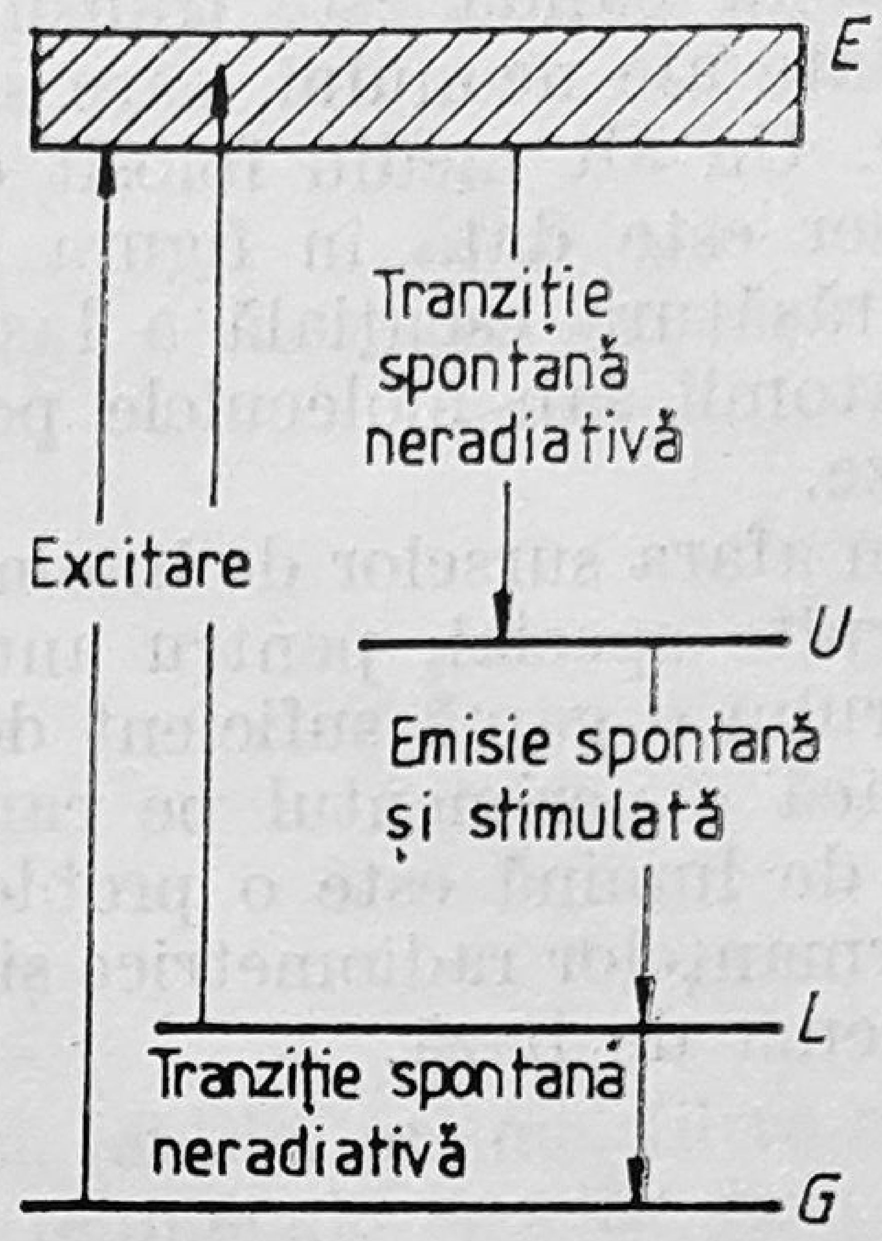


Fig. 2.46. Sistem laser cu patru nivele.

4) în cazul laserilor cu patru niveluri cel de-al doilea nivel intermediar L, trebuie să fie suficient de distanțat față de nivelul de bază G, pentru a preveni fluctuațiile termice;

5) tranzițiile spontane de la nivelul intermediar, L, la nivelul de bază, G, trebuie să fie suficient de rapide pentru ca atomii excitați pe nivelul, L, ca rezultat al tranzițiilor de pe nivelul intermediar U, să nu blocheze tranzițiile de la U la L.

Schema unui laser cu trei niveluri este arătată în figura 2.45, iar schema unui laser cu patru niveluri este arătată în figura 2.46

Materialul activ din primul laser a fost rubinul, laserul cu rubin fiind încă cel mai răspîndit laser cu corp solid. Mulți laseri solizi cu patru niveluri au fost construiți folosind pămînturile rare sau ionii de uraniu suspendați în sticlă sau în matricea cristalină. În ultimul timp se folosesc coloranții organici în suspensie lichidă pentru a realiza laserii acordabili.

O formă mult mai eficientă de construcție a laserilor are la bază folosirea plasmei ca mediu activ laser. Deși toate gazele nobile au fost folosite ca medii laser, cel mai cunoscut laser de acest fel este probabil laserul He—Ne. În acest laser banda largă de absorbție este furnizată de ionii de heliu. Energia absorbită

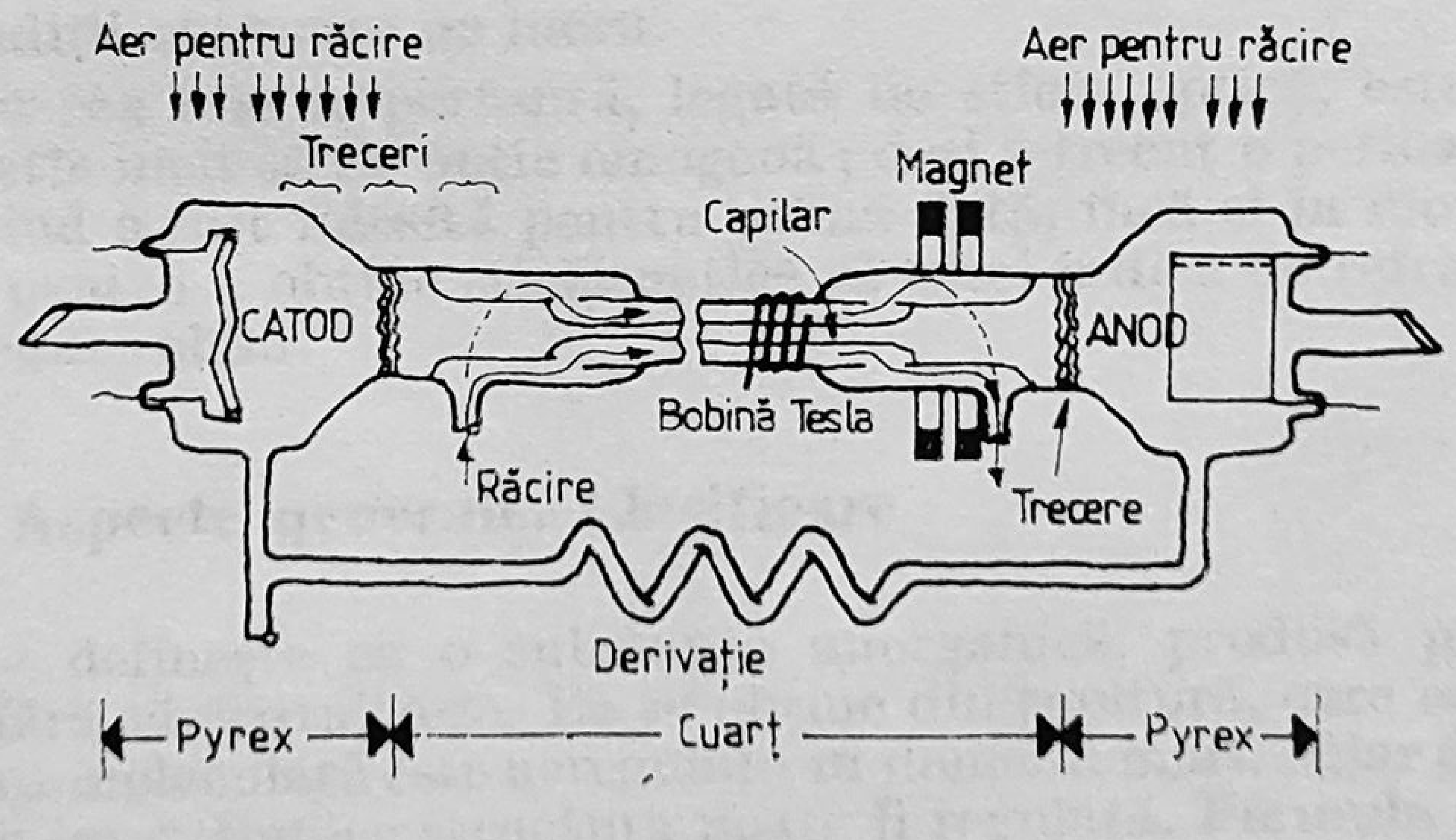


Fig. 2.47. Schema de principiu a unui laser cu argon.

în această bandă este transmisă, via ciocniri, nivelelor energetice înguste şi apropiate ale neonului, care servesc ca punct de plecare pentru tranziţiile de emisie. Un alt mediu folosit cu succes este argonul. O schemă a acestui tip de laser este dată în figura 2.47.

Trăsătura esenţială a laserilor cu mediul activ plasmă este uşurinţa cu care atomii sau moleculele pot fi excitaţi ca rezultat al descărcării electrice în gaze.

În afara surselor de lumină prezentate în acest capitol, pot exista şi altele, construite special, pentru anumite scopuri. Sursele prezentate aici oferă însă cititorului o gamă suficient de largă, din care să-şi aleagă acea sursă care să satisfacă experimentul pe care îl are în vedere. Deşi alegerea unei anumite surse de lumină este o problemă dificilă, de cele mai multe ori, cunoaşterea performanţelor radiometrice şi fotometrice ale surselor de radiaţie trebuie să fie problema de bază.

Capitolul 3

MATERIALE OPTICE

Confecționarea diferitelor piese optice (oglinzi, lentile, prisme, filtre optice etc.) trebuie să țină seama, pe lîngă procesul tehnologic specific industriei optice, și de alegerea corectă a materialelor optice care urmează a fi folosite. Aceste materiale trebuie să prezinte proprietăți optice, mecanice, termice etc. care să corespundă scopului pentru care se realizează piesele optice. Unele materiale optice pot fi folosite numai pentru domeniul vizibil al spectrului, altele numai pentru domeniul infraroșu, altele numai pentru domeniul ultraviolet etc.

Scopul acestui capitol este de a prezenta o descriere generală a diferitelor materiale optice, de a face o analiză a celor mai importante proprietăți ale materialelor optice și de a arăta modul în care ele trebuie folosite. La început vom analiza sticla optică (căreia îi vom acorda un spațiu mai mare), apoi vom prezenta cristalele optice, materialele plastice optice și alte tipuri de materiale optice.

3.1. STICLA OPTICĂ

Sticla optică este materialul cel mai des folosit pentru construcția pieselor optice, datorită în special relativei ușurințe cu care se prelucrează. Proprietățile optice și mecanice ale sticlei optice corespund într-un grad înalt scopurilor pentru care se construiesc piesele optice și în plus aceste proprietăți sînt și stabile în condiții obișnuite de lucru.

Problema cea mai importantă, legată de sticla optică, este de a reuși să fie produsă astfel încît să fie optic omogenă ; deși a trecut o perioadă foarte mare de timp de cînd a fost folosită pentru prima dată, încă și în momentul de față se fac studii pentru a obține sticlă optică al cărei indice de refracție să fie uniform în întregul volum.

3.1.1. Aspecte generale. Clasificare

Sticla se definește ca o substanță anorganică, produsă prin încălzire și apoi răcire, fără să cristalizeze. Ea se obține din topitură, care este răcită astfel încît structura moleculară este neregulată în domenii mari, chiar dacă pe distanța cîtorva spații interatomice structura poate fi regulată. Formula sa chimică este

7 — c. 807

SiO_2 (bioxid de siliciu), iar structura moleculară este tetraedrică (un atom de siliciu înconjurat de patru atomi de oxigen, dispuşi sub formă de tetraedru).

Topirea bioxidului de siliciu împreună cu cantităţi determinate de alţi oxizi, ca, de exemplu, oxidul de sodiu, face ca structura sticlei rezultate prin răcire să se modifice. Printre adaosurile folosite la fabricarea sticlei optice sînt :

1) oxidul boric (B_2O_3), care dă o sticlă borosilicică, cu bune proprietăţi termice ;

2) oxidul fosforic (P_2O_5), care dă o sticlă fosfatică ;

3) oxidul de plumb (PbO), care, adăugat în proporţie mai mare de 10%, permite obţinerea sticlei flint, cu proprietăţi dispersive ridicate ;

4) oxidul de bariu (BaO), care conduce la obţinerea sticlei crown de bariu, cu indicele de refracţie relativ ridicat sau la obţinerea sticlei flint de bariu, cînd se foloseşte şi oxid de plumb.

Sticla din oxid de siliciu pur nu numai că are un punct de topire foarte ridicat, dar rămîne şi vîscoasă pînă la temperatura la care se descompune. Din această cauză, ea prezintă mari dificultăţi de prelucrare pentru obţinerea componentelor optice.

Sticla optică se clasifică în raport cu fenomenele de refracţie şi dispersie. Refracţia sticlei optice este specificată de indicele de refracţie corespunzător liniei d a sodiului (sau liniei D a sodiului, în S.U.A.), egală cu 587,6 nm (sau, respectiv, 589,3 nm). În funcţie de structura atomică a substanţei, fenomenul de refracţie poate fi explicat astfel. Într-o primă aproximaţie putem considera că unda electromagnetică trece prin mediu, fără să fie perturbată, şi numai o mică fracţiune din energia undei este preluată de atomi, care vor da naştere la vibraţii cu frecvenţa egală cu frecvenţa undei. Electronii care vibrează radiază energie sub formă de unde electromagnetice, similare cu unda incidentă, însă avînd faza în urma fazei undei incidente. Undele secundare interferă cu unda incidentă, ceea ce face ca faza rezultată să fie întîrziată, iar viteza de fază să fie micşorată.

Valoarea indicelui de refracţie al unei substanţe este determinată de valoarea vibraţiilor pe care le fac electronii atomici, care, la rîndul lor, depind de polarizabilitatea α a electronilor atomici. Polarizabilitatea α depinde de momentul electric dipolar p şi de cîmpul electric E sub forma

$$\alpha = \frac{p}{E}. \tag{3.11}$$

Conform formulei Lorentz-Lorenz, dependenţa de polarizabilitate a indicelui de refracţie n este de forma

$$n^2 = 1 + \frac{3C}{1 - C}, \tag{3.2}$$

unde

$$C = \frac{4\pi N_A \rho \alpha}{3M}, \tag{3.3}$$

$N_A = 6{,}02217 \cdot 10^{26}$ molecule/kmol fiind numărul lui Avogadro, ρ — densitatea de masă a mediului, iar M — masa moleculară.

Considerînd dependenţa de frecvenţă a amplitudinilor oscilaţiilor electronilor şi deci şi a indicelui de refracţie n, se obţine relaţia

$$C \sim \lambda \sim \frac{\lambda\lambda_0}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \tag{3.4}$$

unde λ_0 este lungimea de undă a radiaţiei corespunzătoare centrului liniei considerate a avea un profil lorentzian.

Substituind relaţia (3.4) în expresia (3.2), obţinem dependenţa indicelui de refracţie de lungimea de undă a radiaţiei. Specificarea indicelui de refracţie al sticlei optice se face în cadrul aproximaţiei de ordinul unu sau doi, dîndu-se şi cea de-a treia zecimală (adică, $\pm 0{,}0015$ sau $\pm 0{,}002$).

Dispersia sticlei optice este caracterizată, în mod obişnuit, de :

a) valorile indicilor de refracţie corespunzători anumitor lungimi de undă convenabil alese ; aceste lungimi de undă sînt date în tabelul 3.1 ;

b) un tabel de valori ale diferenţelor a doi indici de refracţie (dispersiile parţiale), corespunzători unei anumite perechi de linii ;

c) un tabel cu valorile rapoartelor dispersiilor parţiale :

d) valoarea Abbe (dispersia reciprocă relativă) V, care, împreună cu indicele de refracţie, serveşte pentru specificarea în catoloage a sticlei optice ; mărimea V se defineşte prin relaţia

$$V = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \tag{3.5}$$

şi poate lua valori cuprinse între 20 (corespunzătoare sticlei optice cu indicele de refracţie cel mai mare şi deci cu dispersia cea mai mare) şi aproximativ 80 (corespunzătoare sticlei optice cu indicele de refracţie cel mai mic şi deci cu dispersia cea mai mică). La început s-au folosit două tipuri de sticlă optică şi anume sticla optică crown, cu $V > 50$ şi sticla optică flint, cu $V < 50$, care a permis construcţia primelor sisteme optice corectate.

Tabelul 3.1

Lungimile de undă pentru care sînt date valorile indicelui de refracţie

Denumirea	Lungimea de undă (nm)
*	1014,0
A	768,2
C	656,3
D	589,3
d	587,6
e	546,1
F	486,1
g	435,8
g	404,7
**	365,0

Pentru clasificarea sticlei optice, Herzberg recomandă patru mărimi fizice (în domeniul lungimilor de undă de 365 — 1014 nm), şi anume

$$\begin{aligned} \mu_F &= n_F - 1, \\ \delta &= n_F - n_C, \\ P^* &= (n_F - n^*)/(n_F - n_C), \\ P^{**} &= (n_F - n^{**})/(n_F - n_C). \end{aligned} \tag{3.6}$$

Prezentăm în tabelul 3.2 diferitele tipuri de sticlă optică, definite în funcţie de mărimile caracteristice introduse mai înainte. La consultarea cataloagelor

BIBLIOTECA DE FIZICĂ

Tabelul 3.2

Tipuri de sticlă optică

Tipul de sticlă optică, (simbol)	Limita		Prototipul						
	n_D	V	n_D	V	Densitatea (g/cm³)	P^*	P^{**}	Coeficientul de dilatare (10^{-7}/°C)	Clasa de culoare
Crown de fluorură (CF)	<1,49	62	1,4660	66,3	2,31	1,881	−1,711	93	5
Crown de borosilicat (CB)	1,49 1,54	62−68 62	1,4980	67,0	2,44	1,878	−1,720	60	1
Crown (C)	<1,54	55−62	1,5240	59,5	2,53	1,814	−1,752	100	1
Flint extraușor (FEU)	<1,55 1,57	45−50	1,5410	47,3	2,90	1,774	−1,883	83	1
Flint ușor (FU)	<1,57 1,60	40−45 45	1,5750	41,4	3,21	1,744	−1,950	98	1
Flint dens (FD)	<1,60 1,65	35−40 35	1,6210	36,2	3,67	1,717	−2,003	83	1
Flint extradens (FED)	<1,65 1,98	20−35	1,6890	30,9	4,24	1,695	−2,103	81	3
Crown-flint (CF)	<1,54 1,55	50−55 50	1,5286	51,6	2,73	1,795	−1,840	84	1
Crown de baritã ușor (CBU)	1,54 1,60	55−62 55	1,5725	56,8	3,20	1,797	−1,783	80	2
Crown de baritã dens (CBD)	1,54−1,62 1,60−1,65	62 55	1,6230	56,9	3,58	1,802	−1,766	72	5

tabel 3.2 (continuare)

Tipul de sticlă optică, (simbol)	Limita		Prototipul						
	n_D	V	n_D	V	Densitatea (g/cm³)	P^*	P^{**}	Coeficientul de dilatare (10^{-7}/°C)	Clasa de culoare
Crown de barită extradens (CBED)	1,60—1,655 1,60—1,67	55 50	1,6570	50,9	3,69	1,781	—1,834	77	2
Flint de barită uşor (FBU)	1,54—1,60 1,55—1,60	55 50	1,5620	51,0	3,09	1,781	—1,846	99	1
Flint de barită (FB)	1,55—1,67 1,57 1,58—1,71	50 45 42,5	1,5838	46,0	3,31	1,756	— 1,904	98	1
Flint de barită dens (FBD)	1,58—1,71 1,65—1,75 1,75	42,5 35 29	1,6570	36,6	4,01	1,717	— 2,015	77	1
Crown de lantan (CL)	>1,62 >1,655 >1,67	62 55 50	1,6910	54,8	4,03	1,803	—1,790	89	5
Flint de lantan	>1,67 >1,75 1,98	50 29—50 20	1,7200	46,0	4,20	1,831	—1,914	73	5
Flint fin (FF)	—	—	1,6130	44,2	3,18	1,750	—1,871	58	5
Crown de fosfat (CF)	1,49 1,54	68 62	1,5181	65,2	2,50	1,884	—1,720	73	2
Crown de fosfat dens (CFD)	1,54—1,62	62	1,5686	63,2	3,07	1,860	—1,737	67	5

pentru a alege tipul de sticlă optică dorită, trebuie avut grijă dacă se folosește linia *d* sau linia *D* a solidului, pentru a defini refracția sticlei. Simbolul care apare în paranteză este simbolul românesc, propus de noi, corespunzător inițialelor din denumirile românești.

În fine, trebuie să mai facem două remarci la cele spuse mai înainte. Prima se referă la faptul că, așa cum rezultă și din tabelul 3.2, indicele de refracție al unui anumit tip de sticlă optică se specifică pînă la a cincea cifră semnificativă. Această specificație trebuie considerată însă cu multă atenție, deoarece precizia de măsură a diferitelor aparate optice poate să nu corespundă celei de a cincia cifre semnificative. Cea de-a doua observație se referă la faptul că diferite sorturi de sticlă optică se livrează, în afară de tipul de sticlă optică, și sub un anumit număr. De exemplu, putem întîlni, în diferitele cataloage, scrierea „flint de barită ușor, Nr. 574520”, care înseamnă sticlă optică de tipul flint de barită ușor, pentru care $n_D = 1{,}574$ și $V = 52{,}0$. De asemenea, de exemplu, denumirea din catalog „crown de lantan, Nr. 657512” înseamnă sticlă optică de tipul crown de lantan, pentru care $n = 1{,}657$ și $V = 51{,}2$.

3.1.2. Proprietățile optice

A. Transmitanța sticlei optice. Transmitanța *t* a unei piese optice (sau componente optice, cum se mai numesc piesele optice), cum ar fi lentilele, prismele etc. este mai mică decît unitatea, datorită reflexiei la suprafața de separare (v. 1.5.5, pentru modul de calcul al transmitanței) și absorbției.

Sticla optică are o transmitanță mare în domeniul lungimilor de undă în care se folosește. Astfel, valoarea cea mai mare se obține în domeniul lungimilor de undă 450—100 nm. În domeniul lungimilor de undă mai mici de 450 nm, sticla optică, în special cea cu indice mare de refracție, are și coeficient mare de absorbție. Absorbția intensă din domeniul lungimilor de undă mici nu este doar rezultatul compoziției sticlei optice, ci și purității substanței folosite ca materie primă și reacțiilor ulterioare care modifică compoziția. De aceea, datele referitoare la transmitanța componentelor optice în domeniul lungimilor de undă mici nu pot fi considerate reproductibile în timp, spre deosebire de cele corespunzătoare domeniului lungimilor de undă mari. Cu excepția sticlei optice de cuarț (o denumire improprie), toate celelalte tipuri de sticlă optică nu sînt potrivite pentru a fi folosite nici în domeniul lungimilor de undă mai mici decît 4000 nm și nici în domeniul lungimilor de undă mai mari de 4000 nm Vom prezenta mai tîrziu materialele folosite pentru domeniile ultraviolet și infraroșu.

Deși există anumite limitări cu privire la reproductibilitatea și descrierea transmitanței optice a sticlei optice, despre transmitanța din domeniul vizibil al spectrului se pot spune următoarele:

1) pentru cele mai multe tipuri de sticlă optică transmitanța luminii albe este dată; chiar în cazul sticlei optice foarte dense, o absorbție de 1% sau 2% pe centimetru de lungime este o valoare acceptabilă; astfel de valori nu sînt însă acceptabile în cazul fibrelor optice;

2) în multe cazuri absorbția corespunzătoare unui domeniu limitat de lungimi de undă este dată prin cifre; în toate celelalte cazuri ea este specificată prin curbe de absorbție.

Pentru orientarea cititorului, prezentăm în figura 3.1 curbele de absorbție corespunzătoare la trei tipuri de sticlă optică și anume, sticlă de silice, sticlă crown obișnuită și sticlă flint extradensă.

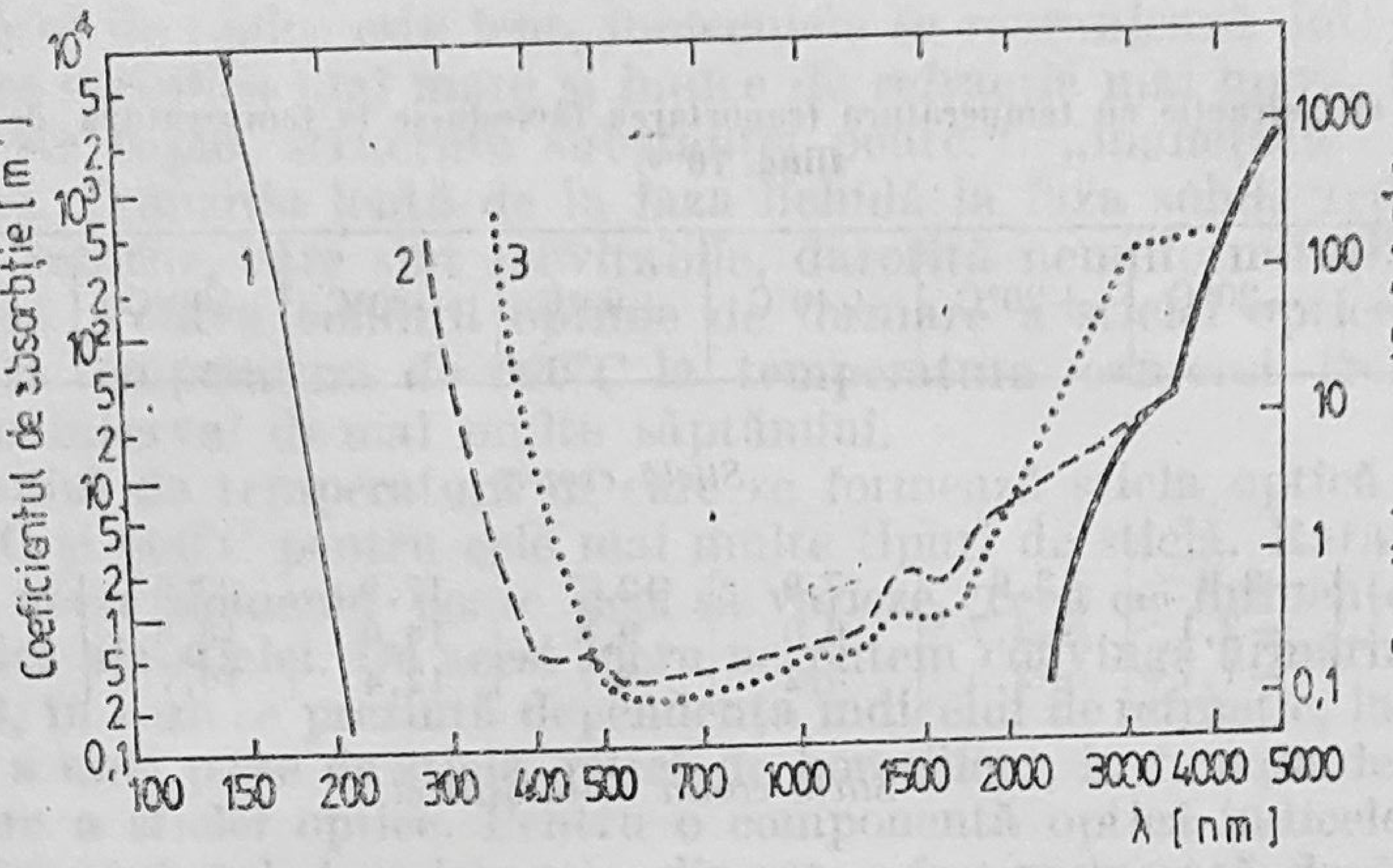


Fig. 3.1. Coeficienții de absorbție pentru sticla optică de silice (1), sticla optică de crown (2), și sticla optică de flint extradens (3).

B. Influența temperaturii asupra proprietăților optice. Indicele de refracție al sticlei optice variază cu temperatura datorită dilatării materialului, ceea ce duce la scăderea indicelui de refracție, și datorită deplasării limitei de absorbție din domeniul ultraviolet către domeniul vizibil, ceea ce duce la creșterea indicelui de refracție. Primul efect este important la temperaturi mai joase și în special în sticla crown în care limita de absorbție se află în ultravioletul îndepărtat. Cel de-al doilea efect este important la temperaturi ridicate și în special în sticla flint, la care limita de absorbție se află în apropierea regiunii vizibile a spectrului. Date asupra variației indicelui de refracție cu temperatura sînt prezentate în tabelul 3.3 pentru mai multe tipuri de sticlă optică. De remarcat că în cazul sticlei optice extra dense, cum este cazul sticlei flint extradense variația indicelui de refracție ia valori semnificative, de pînă la 10^{-4} C. De asemenea, în figura 3.2 se arată dependența de temperatură a indicelui de refracție pentru cîteva tipuri de sticlă optică.

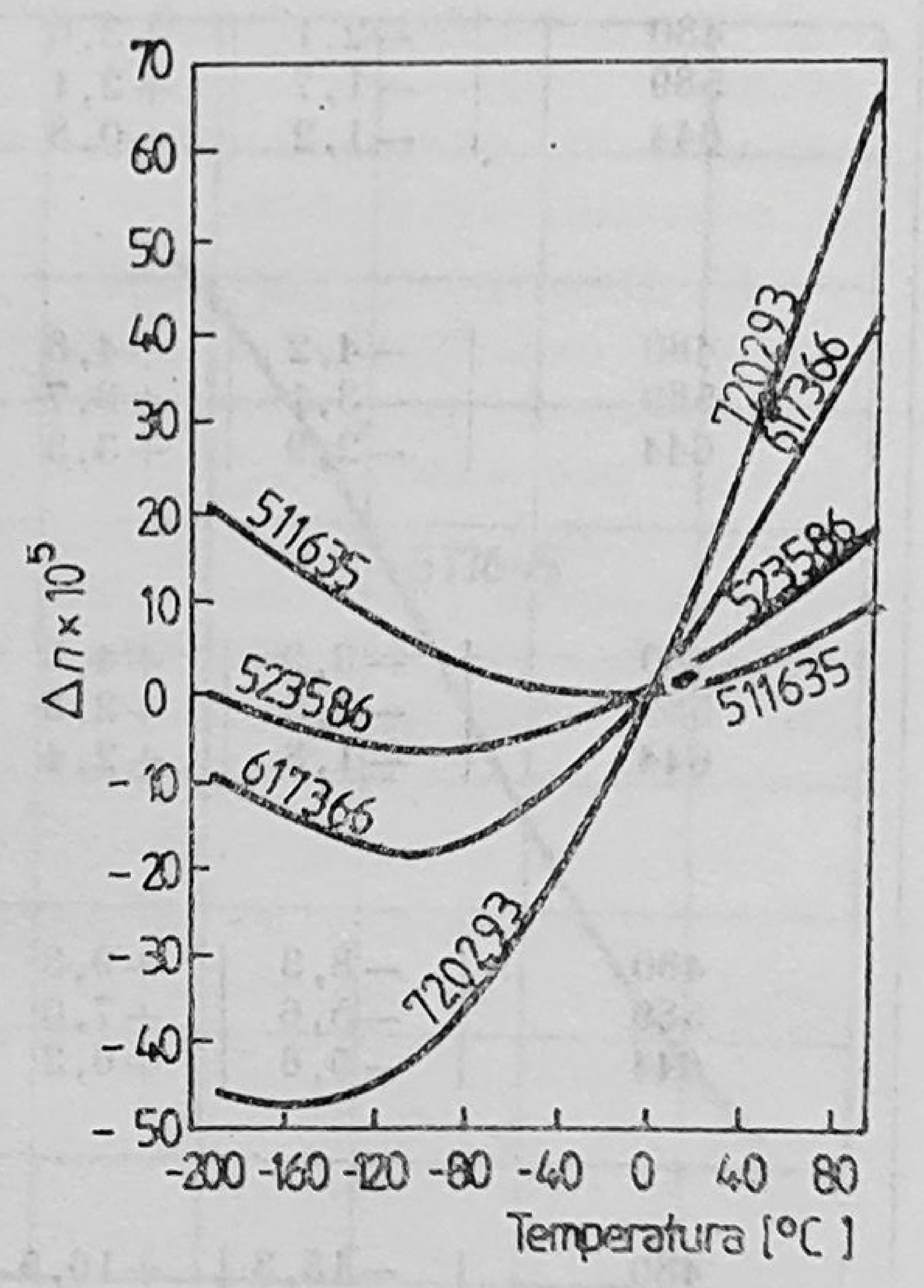


Fig. 3.2. Dependența indicelui de refracție de temperatură pentru sticla optică de borosilicat 511635, sticla optică de crown 523586, sticla optică de flint dens 617366 și sticla optică de flint extradens 720293.

Datorită deplasării benzii de absorbție din domeniul lungimilor de undă mici, ca rezultat al creșterii temperaturii, către lungimi de undă mai mari, cele mai multe tipuri de sticlă optică prezintă o modificare a culorii prin încălzire, apărînd la început galbene, apoi portocalii, apoi roșiatice pentru ca în final să pară roșii.

Spre deosebire de substanțele cristaline, sticla optică prezintă o trecere gradată de la starea lichidă la starea solidă, care cuprinde un domeniu larg de temperatură. În timpul solidificării sticla își modifică continuu viscozitatea.

Tabelul 3.3

Variația indicelui de refracție cu temperatura (raportarea făcindu-se la temperatura de 0°C unitățile fiind 10^{-5})

(nm)	−20°C	+20°C	+40°C	+60°C	+80°C	100°C	$\frac{dn}{dT}$
Sticlă crown							
480	−2,9	+3,6	7,9	12,7	17,9	23,5	0,199
589	−2,1	+2,7	6,0	9,8	14,0	18,6	0,150
644	−1,7	+2,3	5,2	8,7	12,4	16,7	0,131
Sticlă crown de borosilicat							
480	−2,9	+3,6	8,0	13,0	18,7	25,1	0,200
589	−2,1	+3,0	6,5	10,8	15,6	21,1	0,160
644	−2,2	+2,8	6,1	10,2	14,9	20,3	0,152
Sticlă crown barial ușor							
480	−0,62	−1,4	3,4	6,2	9,6	13,6	0,085
589	+0,19	+0,4	1,4	3,2	5,7	8,7	0,036
644	+0,4	+0,14	0,9	2,3	4,1	6,4	0,025
Sticlă crown barat dens							
480	−2,1	+3,0	6,5	10,6	15,1	20,1	0,162
589	−1,7	+2,1	4,6	7,8	11,5	15,7	0,116
644	−1,2	+0,8	4,1	6,9	10,1	13,7	0,103
Sticlă crown-flint							
480	−4,2	+4,8	10,4	16,9	24,1	32,0	0,261
589	−3,1	+3,7	8,1	13,4	19,4	26,0	0,205
644	−2,9	+3,3	7,3	12,1	17,7	23,9	0,184
Sticlă flint barial							
480	−3,9	+4,5	9,8	15,9	22,7	30,1	0,246
589	−2,5	+2,8	6,5	10,9	16,1	21,5	0,162
644	−1,8	+2,4	5,6	9,5	14,1	19,2	0,140
Sticlă flint densă							
480	−8,3	+9,3	19,7	31,1	43,5	57,0	0,492
589	−5,6	+7,0	14,8	23,6	33,2	43,7	0,370
644	−5,6	+6,3	13,4	21,3	30,1	39,7	0,334
Sticlă flint extradensă							
480	−15,8	+16,5	34,3	53,4	73,6	94,7	0,858
589	−10,7	+12,2	25,3	39,6	54,7	70,5	0,634
644	−9,4	+11,0	23,0	35,9	49,6	63,9	0,575

Observație. Gradientul dn/dT al indicelui de refracție este considerat la temperatura de 20°C în $10^5 \cdot \Delta n/°C$.

Dacă procesul de răcire este lent, moleculele se rearanjează într-o rețea densă cu densitate specifică mai mare și indice de refracție mai mare. Dacă procesul de răcire este rapid, structura substanței poate fi „înghețată" sub formă de sticlă solidă. Tranziția lentă de la faza lichidă la faza solidă reduce formarea tensiunilor interne, care sînt inevitabile, datorită neuniformităților interne de temperatură. Pentru condiții optime de formare a sticlei optice. procesul de răcire de la temperatura de 600°C la temperatura camerei trebuie să aibă loc într-un interval de mai multe săptămîni.

Domeniul de temperatură în care se formează sticla optică este cuprins între 400°C și 600°C pentru cele mai multe tipuri de sticlă. Rata de răcire a sticlei în acest domeniu poate deci să varieze, ceea ce influențează proprietățile optice ale sticlei. De acest lucru ne putem convinge urmărind datele din figura 3.3, în care se prezintă dependența indicelui de refracție, la temperatura camerei, a unei piese de sticlă optică de borosilicat, în funcție de temperatura de formare a sticlei optice. Pentru o componentă optică indicele de refracție poate fi diferit de cel al sticlei optice din care a fost prelucrată, dacă sticla optică a fost retopită pentru formarea componentei respective. De aceea nu întotdeauna valoarea indicelui de refracție al componentei optice coincide cu valoarea indicelui de refracție al sticlei optice din care a fost confecționată. Cît privește valoarea mărimii V, aceasta nu variază practic cu mai mult de 0,1, ceea ce reprezintă o variație neglijabilă în cele mai multe cazuri.

Domeniul de variație a temperaturii include cîteva temperaturi semnificative, specifice fiecărui tip de sticlă optică

a) *punctul de lucru* corespunde temperaturii la care sticla optică se prelucrează pentru obținerea pieselor optice; de regulă această temperatură este cea mai mică;

b) *punctul de curgere* corespunde temperaturii la care sticla optică curge ca un fluid vîscos;

c) *punctul de formare* corespunde temperaturii la care se elimină tensiunile interne din sticla optică, în aproximativ 15 min;

d) *punctul de tragere* corespunde temperaturii la care sticla optică poate fi trasă (alungită, deformată) sub forma dorită.

Tensiunile care pot apărea în sticla optică, datorită unei formări prea rapide sau incorecte, pot rămîne permanent în material, ceea ce duce la spargerea sau deformarea materialului, pe de o parte, și la apariția fenomenului de birefringență, pe de altă parte. Diferența dintre indicii de refracție corespunzători direcției paralelă și, respectiv, perpendiculară, față de direcția tensionării, se poate calcula cu ajutorul relației

$$\Delta n = 10^{-12}\, SB, \qquad (3.7)$$

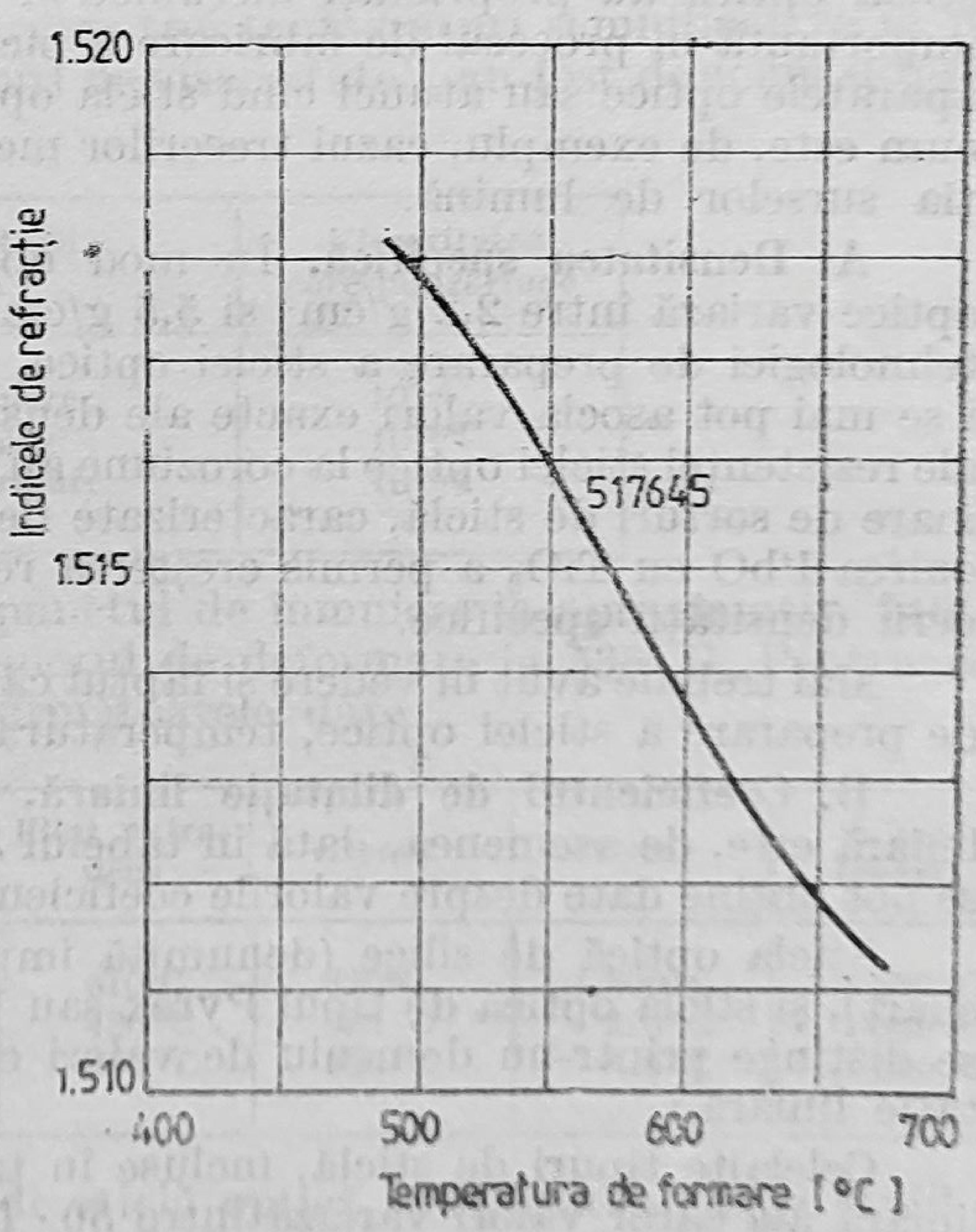


Fig. 3.3. Dependența indicelui de refracție, la temperatura camerei, de temperatura de formare pentru sticla optică Nr. 517645.

unde S este tensiunea, exprimată în N/m^2, iar B este coeficientul optic al tensiunii materialului (coeficientul de fotoelasticitate) exprimat în unități Brewster.

În general sticla optică conține un număr limitat de bule de gaz, rezultate în procesul de formare. Bulele de gaz cu un diametru mai mic de 0,02 mm sînt acceptate, însă nu și cele cu un diametru mai mare de 0,5 mm. Sticla optică materie primă este gradată în funcție de diametrul bulelor de gaz, cuprins în domeniul 0,02 mm și 0,5 mm. Codul folosit pentru specificarea numărului de bule de gaz este următorul:

codul 1 — 1 bulă de gaz într-un volum de 20 cm^3;
codul 2 — 2 bule de gaz într-un volum de 20 cm^3;
codul 3 — 4 bule de gaz într-un volum de 20 cm^3;
codul 4 — 40 bule de gaz într-un volum de 20 cm^3.

Deși există cataloage care clasifică tipurile de sticlă optică în funcție de numărul de bule de gaz conținute și de dimensiunile acestora, este recomandabil ca aceste date să fie obținute direct de la furnizor. În unele cazuri, ca, de exemplu, în construcția anumitor telescoape, nu se admite nici un fel de bule de gaz, lucru pe deplin realizabil.

3.1.3. Proprietățile mecanice și termice

Deși caracteristica comună a tuturor tipurilor de sticlă optică este aceea că sticla optică, asemenea sticlei ordinare, este casantă, diferitele tipuri de sticlă optică au proprietăți mecanice și termice diferite. Cunoașterea lor este importantă în procesul de fabricare a pieselor optice, de montare a acestora în aparatele optice sau atunci cînd sticla optică se folosește împreună cu metalele cum este, de exemplu, cazul trecerilor metal-sticlă, care se folosesc în construcția surselor de lumină.

A. Densitatea specifică. În mod obișnuit, densitatea specifică a sticlei optice variază între 2,2 g/cm^3 și 5,5 g/cm^3 (vezi tabelul 3.2). Datorită evoluției tehnologiei de preparare a sticlei optice, unui anumit tip de sticlă optică nu i se mai pot asocia valori exacte ale densității specifice. Recentele îmbunătățiri ale rezistenței sticlei optice la coroziune au determinat apariția unui număr foarte mare de sorturi de sticlă, caracterizate fiecare prin marca sa. De exemplu, înlocuirea PbO cu TiO_2 a permis creșterea rezistenței la coroziune pe seama reducerii densității specifice.

Mai trebuie avut în vedere și faptul că densitatea specifică depinde de modul de preparare a sticlei optice, temperatura de formare avînd un rol important.

B. Coeficientul de dilatație liniară. Valoarea coeficienților de dilatație liniară este, de asemenea, dată în tabelul 3.2. În domeniul temperaturilor joase se pot obține date despre valorile coeficienților de dilatație direct de la furnizor.

Sticla optică de silice (denumită impropriu, cum am mai spus, sticlă de cuarț), și sticla optică de tipul Pyrex sau Vycor este singurul sort de sticlă care se distinge printr-un domeniu de valori convenabile ale coeficientului de dilatație liniară:

Celelalte tipuri de sticlă, incluse în tabelul 3.2, au coeficienți de dilatație liniară ale căror valori variază între $50 \cdot 10^{-7}/°C$ și $100 \cdot 10^{-7}/°C$. Valorile coeficienților de dilatare liniară depind de intervalul de temperatură considerat. Valorile cele mai mari sînt date de conținutul de metale alcaline din sticlă.

C. Modulul lui Young; rezistența la rupere. Modulul lui Young pentru o lamă cu fețele plan-paralele din sticlă optică de siliciu pur este de $6{,}9 \cdot 10^7$ N/m². Pentru sticla optică cu un conținut de silice de 96% și pentru sticla optică de

Tipul de sticlă optică	Coeficientul de dilatare liniară
Silice (cuarț)	$5 \cdot 10^{-7}/°C$
Vycor	$8 \cdot 10^{-7}/°C$
Pyrex	$30 \cdot 10^{-7}/°C$

borosilicat cu coeficient mic de dilatație, valoarea modulului lui Young este mai mică cu 2–3% decît valoarea de mai înainte, iar pentru sticla flint modulul lui Young este de numai $5{,}5 \cdot 10^7$ N/m².

În condiții ideale, rezistența la rupere poate atinge $7 \cdot 10^9$ N/m², însă valorile reale sînt mult mai mici. Astfel pentru sticla crown de borosilicat este de $7 \cdot 10^7$ N/m², iar pentru sticla flint este de $3{,}5 \cdot 10^7$ N/m². Temperatura poate duce la creșterea acestor valori pînă la de patru ori. Sticla optică de silice are rezistența la rupere de aproximativ 10^8 N/m². De notat că fibrele subțiri de sticlă optică au o rezistență la rupere foarte mare, ajungînd pînă la $7 \cdot 10^9$ N/m² în cazul unui fir cu diametrul secțiunii transversale de $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ mm.

D. Viscozitatea Prin definiție viscozitatea este raportul dintre tensiunea de forfecare într-un fluid și gradientul de viteză normal pe direcția de deplasare a acestuia. Din punctul de vedere al tehnologiei optice sînt importante numai cazurile în care viscozitatea este mare în domeniul temperaturilor celor mai mici. Valorile corespunzătoare celor trei temperaturi semnificative în prepararea sticlei, numite și „temperaturi de viscozitate", au fost de acum standardizate și sînt următoarele:

Numele temperaturii caracteristice	Viscozitatea corespunzărtaoe
Temperatura de înmuiere	$10^{7,6}$
Temperatura de formare	$10^{13,0}$
Temperatura de deformare	$10^{14,5}$

De exemplu, sticla crown are punctul de înmuiere la aproximativ 740° C, punctul de formare la 565° C și punctul de deformare la 535° C. Pentru alte tipuri de sticlă optică corespund următoarele date:

	Flint extradens	Pyrex	Vycor	Silice (cuarț)
Temperatura de înmuiere	610°C	820°C	1 500 °C	1 580 °C
Temperatura de formare	480 °C	565 °C	910 °C	1 050 °C
Temperatura de deformare	460 °C	520 °C	820 °C	990 °C

Pentru cele mai multe tipuri de sticlă optică viscozitatea crește rapid cu scăderea temperaturii. Sînt însă și tipuri de sticlă optică pentru care viscozitatea variază mai lent (sticla flint).

E. Rezistența la șocuri termice. Spre deosebire de spargerea datorată șocurilor mecanice, spargerea sticlei ca rezultat al șocurilor termice nu poate fi descrisă complet prin intermediul unor mărimi proprii, influența compoziției și modului de formare fiind de mai puțină importanță. Rezistența la șocurile termice este cu atît mai mare cu cît rezistența la rupere este mai mare și cu cît densitatea specifică a sticlei este mai mică.

F. Transportul de căldură. Conductibilitatea. Căldura specifică. Conductibilitatea termică și căldura specifică variază foarte puțin cu tipul de sticlă optică. Pentru cele mai multe tipuri de sticlă optică conductibilitatea termică este de aproximativ 0,85 J/m·s·° C, deși valoarea corespunzătoare sticlei optice de silice este mai mare. La temepratura camerei căldura specifică este de aproximativ 900 J/kg·°C. Atît conductibilitatea termică cît și căldura specifică cresc cu creșterea temperaturii.

Transferul de căldură prin sticlă este un fenomen complicat, în special în cazul temperaturilor mari, din cauza efectului adițional de transfer de căldură la suprafață, precum și absorbției și reradierii.

3.1.4. Proprietățile electrice

La temperatura camerei rezistivitatea electrică a sticlei este de aproximativ 10^{14}—10^{16} ohm·m, ceea ce reprezintă o valoare foarte mare. Numai la temperaturi foarte mari și numai în cazul sticlelor optice care conțin metale alcaline, conductibilitatea ionică poate lua valori mari de aproximativ 10^3 ohm·m, pentru temperaturi mai mari de 1 400° C. Aceste valori mari se datorează mobilității ionilor alcalini din substanța aflată în stare lichidă. Sînt însă și tipuri de sticlă (neprezentate de noi în această lucrare) care au proprietăți semiconductoare.

3.1.5. Proprietăți chimice

Sticla de silice este destul de rezistentă la acțiunea agenților chimici. Sînt însă situații în care proprietățile sticlei optice variază. Prezentăm în continuare cele mai dese situații în care apar astfel de schimbări.

1. Soluțiile alcaline și acidul fluorhidric diluat distrug legăturile Si-O și dizolvă sticla în timp. Reversul acestei situații este că, folosind acest procedeu, sticla poate fi curățată de unele impurități de suprafață.

2. Soluțiile acide determină înlocuirea atomilor de metale alcaline cu hidrogen, la suprafața sticlei. Acest lucru poate duce la formarea unui strat de suprafață cu indice de refracție mai mic.

3. Umiditatea ridicată, în special în alternanță cu perioade de uscăciune, poate provoca interacțiunea bioxidului de carbon cu sticla și apariția cristalelor de carbonat pe suprafața sticlei. Fenomenul se numește mătuire.

4. Picăturile de apă de pe suprafața sticlei au același efect ca cel descris la punctul 2. Cu creșterea concentrației ionilor alcalini în picăturile de apă, vor lua naștere hidroxizi care vor începe să dizolve sticla, așa cum s-a arătat la punctul 1.

5. În condiții de mediu tropical pot apărea fenomenele descrise la punctul precedent.

Adesea sticla optică se clasifică în raport cu rezistența la degradare, ca rezultat al fenomenelor descrise.

Clasa sticlei optice colorate înseamnă clasificarea în raport cu timpul necesar pentru formarea unui strat cu grosimea de aproximativ 0,1 μm și cu indice de refracție mic, atunci cînd sticla optică se introduce în acid nitric diluat, la temperatura de 25 ° C. Datele de comparație sînt următoarele:

Clasa	Timpul (ore)
1	100
2	10–100
3	1–10
4	0,1–1
5	0,1

Uneori rezistența sticlei optice la acțiunea acidului se exprimă cu ajutorul expresiei

$$t = ad + bd^2, \qquad (3.8)$$

unde d este grosimea stratului cu indice de refracție mic, produs în timpul t, cînd este introdusă în acid nitric 0,5 normal, a și b fiind constante care țin seama de rezistanța sticlei la acțiunea acidului.

Clasa sticlei optice mătuite înseamnă clasificarea în raport cu gradul de mătuire a sticlei optice. Comparația se face folosindu-se standarde. Clasa 1 corespunde situației în care la lumina zilei sticla optică nu prezintă nici o mătuire. Clasa 5 corespunde situației în care prin sticlă nu se poate vedea clar. Celelalte clase sînt intermediare.

Radiația electromagnetică de frecvență mare, de exemplu, radiația X sau radiația γ, determină formarea centrelor de culoare în sticla optică. Sticla de silice devine brună sub acțiunea acestor radiații. Reducerea efectului se face prin adăugarea ceriului. Se zice că sticla este protejată față de acțiunea radiației. Deși indicele de refracție al sticlei protejate este asemănător cu cel al sticlei neprotejate, sticla protejată absoarbe mai puternic în domeniul lungimilor de undă scurte.

Efecte similare de înnegrire a sticlei apar și sub acțiunea radiației ultraviolete sau a radiației solare, acest fenomen de solarizare făcînd ca sticla să ia culoarea purpurie.

3.1.6. Sticla optică de silice și sticla optică cu un conținut bogat de silice

Deși sticla de silice cu un conținut bogat de silice nu reprezintă chiar sticlă optică, în sensul în care aceasta a fost prezentată în tabelul 3.2, folosirea ei pe o scară tot mai mare în confecționarea componentelor optice îndreptățește folosirea adjectivului „optică". Tipurile de sticlă de siliciu și sticlă cu un conținut bogat de silice sînt sticlă de silice, sticlă Pyrex și sticlă Vycor și au o densitate de aproximativ 2 200 kg/m³. Sticla de silice se mai numește și sticlă de silice topită, înțelegînd prin aceasta că sticla a fost formată din topitură de silice în urma unui proces de preparare special. În funcție de lungimea de undă, indicii de refracție ai acestei sticle sînt următorii:

Lungimea de undă (nm)	Indicele de refracție	Lungimea de undă (nm)	Indicele de refracție
365,0	1,47465	587,6	1,45852
404,7	1,46970	589,3	1,45846
435,8	1,46675	656,3	1,45642
486,1	1,46320	852,1	1,45252
456,1	1,46014	1 014,0	1,45030

Clasa sticlei optice colorate înseamnă clasificarea în raport cu timpul necesar pentru formarea unui strat cu grosimea de aproximativ 0,1 μm și cu indice de refracție mic, atunci cînd sticla optică se introduce în acid nitric diluat, la temperatura de 25 ° C. Datele de comparație sînt următoarele :

Clasa	Timpul (ore)
1	100
2	10—100
3	1—10
4	0,1—1
5	0,1

Uneori rezistența sticlei optice la acțiunea acidului se exprimă cu ajutorul expresiei

$$t = ad + bd^2, \qquad (3.8)$$

unde d este grosimea stratului cu indice de refracție mic, produs în timpul t, cînd este introdusă în acid nitric 0,5 normal, a și b fiind constante care țin seama de rezistanța sticlei la acțiunea acidului.

Clasa sticlei optice mătuite înseamnă clasificarea în raport cu gradul de mătuire a sticlei optice. Comparația se face folosindu-se standarde. Clasa 1 corespunde situației în care la lumina zilei sticla optică nu prezintă nici o mătuire. Clasa 5 corespunde situației în care prin sticlă nu se poate vedea clar. Celelalte clase sînt intermediare.

Radiația electromagnetică de frecvență mare, de exemplu, radiația X sau radiația γ, determină formarea centrelor de culoare în sticla optică. Sticla de silice devine brună sub acțiunea acestor radiații. Reducerea efectului se face prin adăugarea ceriului. Se zice că sticla este protejată față de acțiunea radiației. Deși indicele de refracție al sticlei protejate este asemănător cu cel al sticlei neprotejate, sticla protejată absoarbe mai puternic în domeniul lungimilor de undă scurte.

Efecte similare de înnegrire a sticlei apar și sub acțiunea radiației ultraviolete sau a radiației solare, acest fenomen de solarizare făcînd ca sticla să ia culoarea purpurie.

3.1.6. Sticla optică de silice și sticla optică cu un conținut bogat de silice

Deși sticla de silice cu un conținut bogat de silice nu reprezintă chiar sticlă optică, în sensul în care aceasta a fost prezentată în tabelul 3.2, folosirea ei pe o scară tot mai mare în confecționarea componentelor optice îndreptățește folosirea adjectivului „optică”. Tipurile de sticlă de siliciu și sticlă cu un conținut bogat de silice sînt sticlă de silice, sticlă Pyrex și sticlă Vycor și au o densitate de aproximativ 2 200 kg/m³. Sticla de silice se mai numește și sticlă de silice topită, înțelegînd prin aceasta că sticla a fost formată din topitură de silice în urma unui proces de preparare special. În funcție de lungimea de undă, indicii de refracție ai acestei sticle sînt următorii :

Lungimea de undă (nm)	Indicele de refracție	Lungimea de undă (nm)	Indicele de refracție
365,0	1,47465	587,6	1,45852
404,7	1,46970	589,3	1,45846
435,8	1,46675	656,3	1,45642
486,1	1,46320	852,1	1,45252
456,1	1,46014	1 014,0	1,45030

Transmitanţele sticlei de silice, sticlei Pyrex şi sticlei Vycor sînt date în figurile 3.4 — 3.6, în cazul unor probe cu grosimea de 2 mm, în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei. Deşi există o variaţie, de la probă la probă, a frecvenţei din regiunea ultravioletă în care transmitanţa începe să scadă (sau să crească) brusc, în special în cazul sticlei de silice, curbele prezentate reprezintă un îndreptar foarte util în folosirea diferitelor componente optice în domeniul corespunzător al lungimilor de undă.

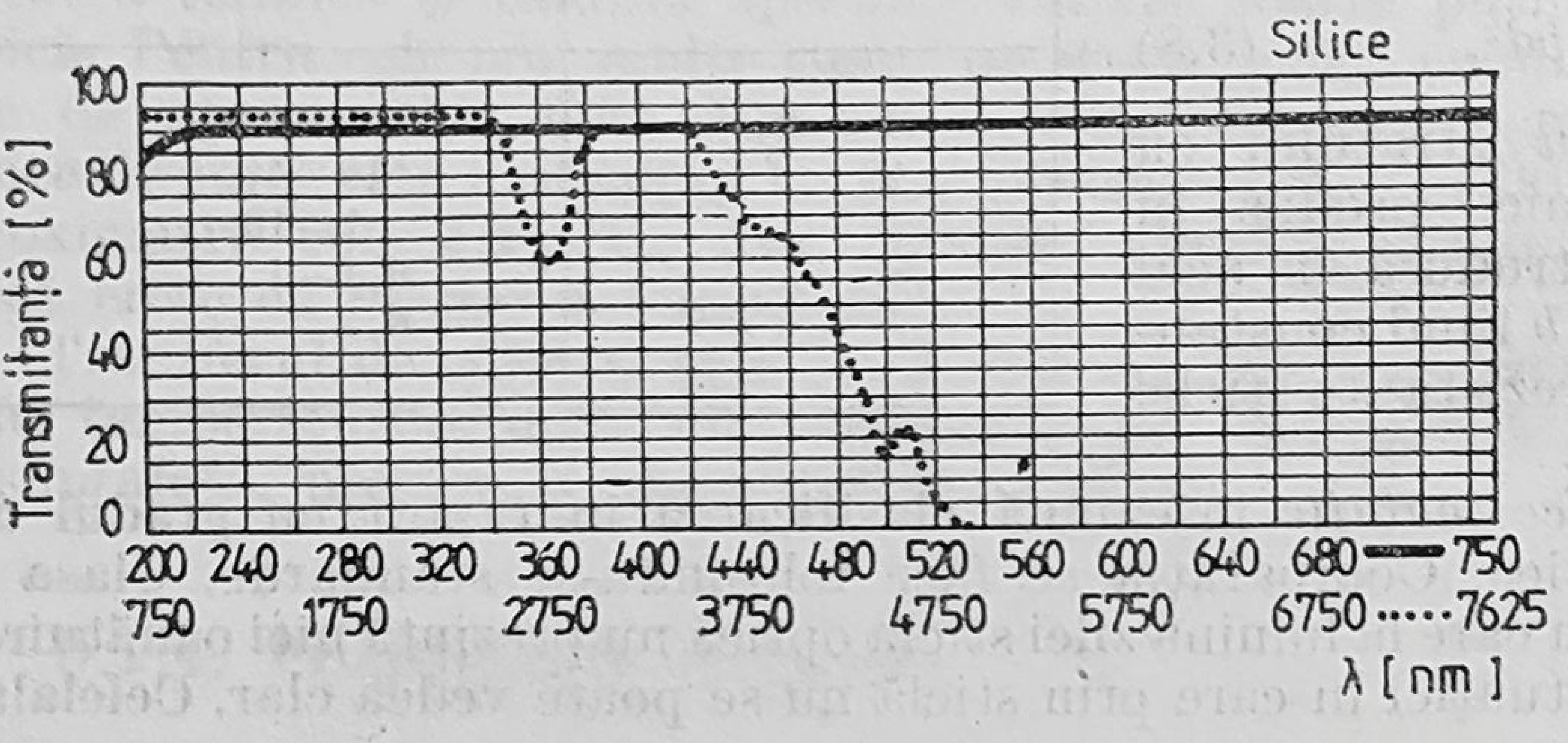


Fig. 3.4. Transmitanţa unei probe de sticlă de silice, cu grosimea de 2 mm, în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei. Curba continuă corespunde lungimilor de undă mici, iar cea discontinuă corespunde lungimilor de undă mari.

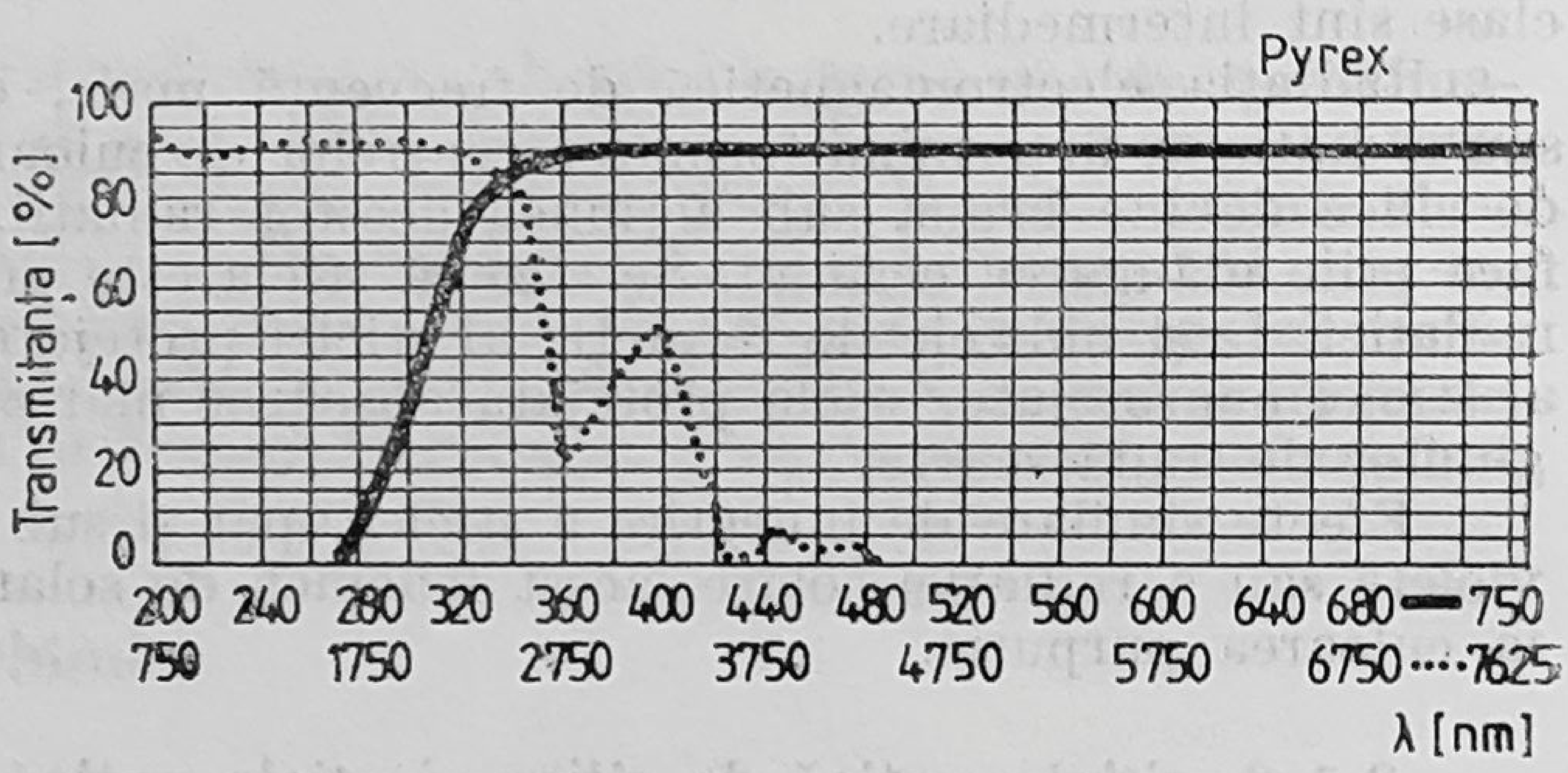


Fig. 3.5. Transmitanţa unei probe de sticlă Pyrex, cu grosimea de 2 mm, în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei. Curba continuă corespunde lungimilor de undă mici, iar cea discontinuă corespunde lungimilor de undă mari.

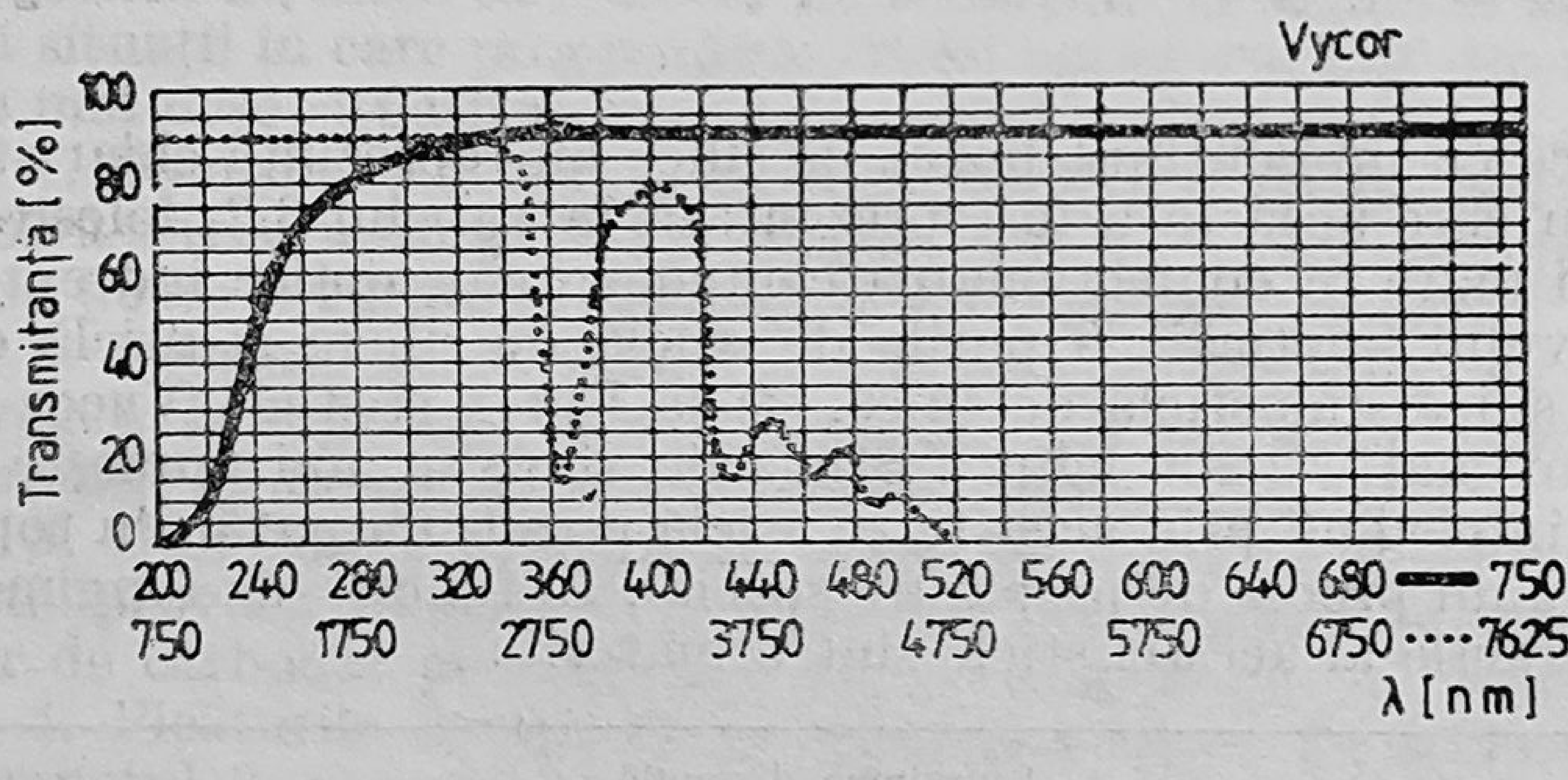


Fig. 3.6. Transmitanţa unei probe de sticlă Vycor, cu grosimea de 2 mm, în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei. Curba continuă corespunde lungimilor de undă mici, iar cea discontinuă corespunde lungimilor de undă mari

3.2. CRISTALE OPTICE

Deoarece sînt mult mai greu de produs în dimensiuni mari, cristalele optice se folosesc pe o scară mult mai redusă, decît sticla optică, în confecţionarea pieselor optice. Folosirea lor este dictată de necesitatea acoperirii unor

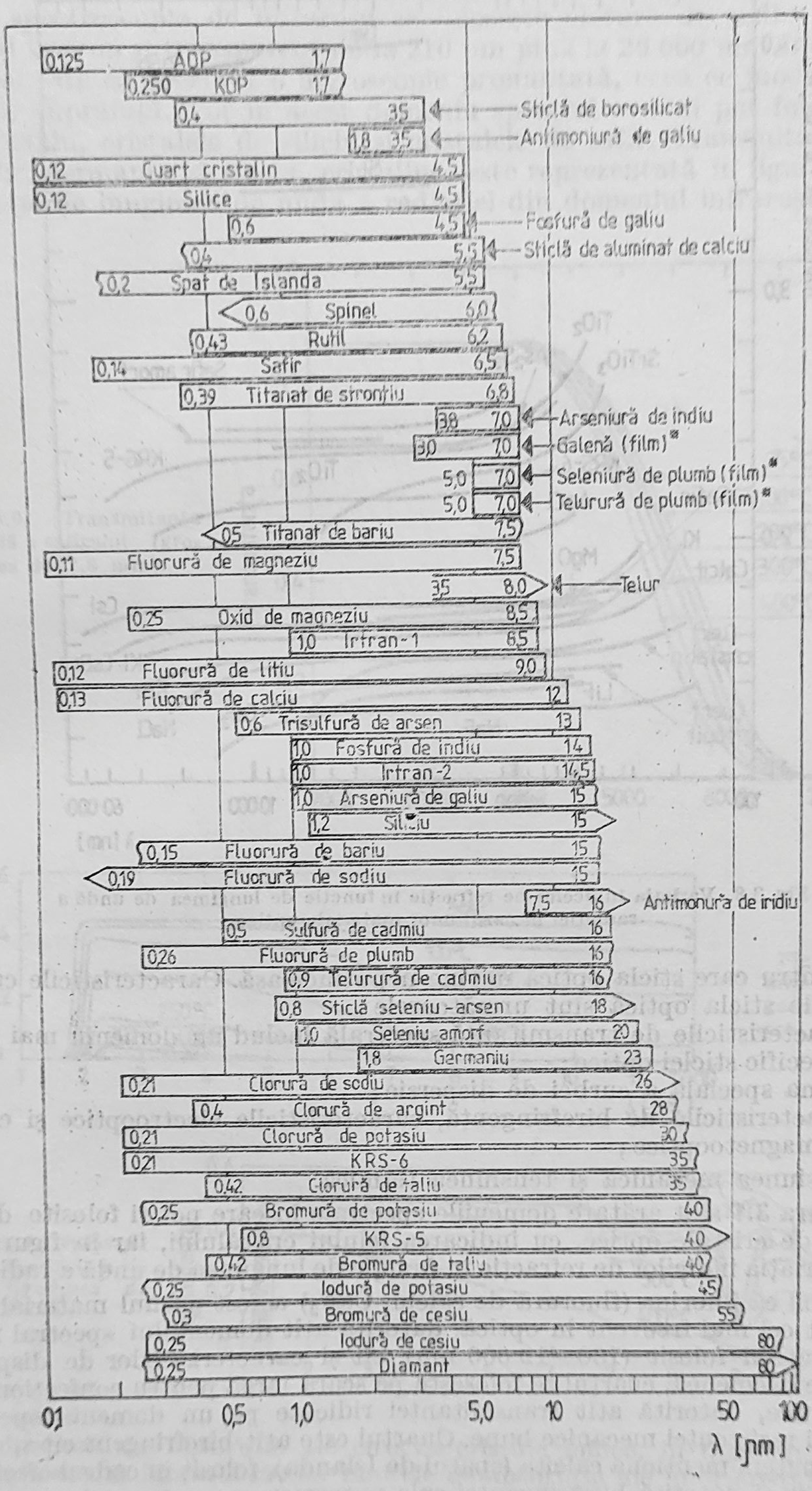


Fig. 3.7. Domeniile spectrale în care pot fi folosite diferitele sticle optice şi cristale optice. Limitele domeniilor sînt luate în punctele în care transmitanţa unei probe din materialul respectiv, cu grosimea de 2 mm, scade la 10 % din valoarea maximă.

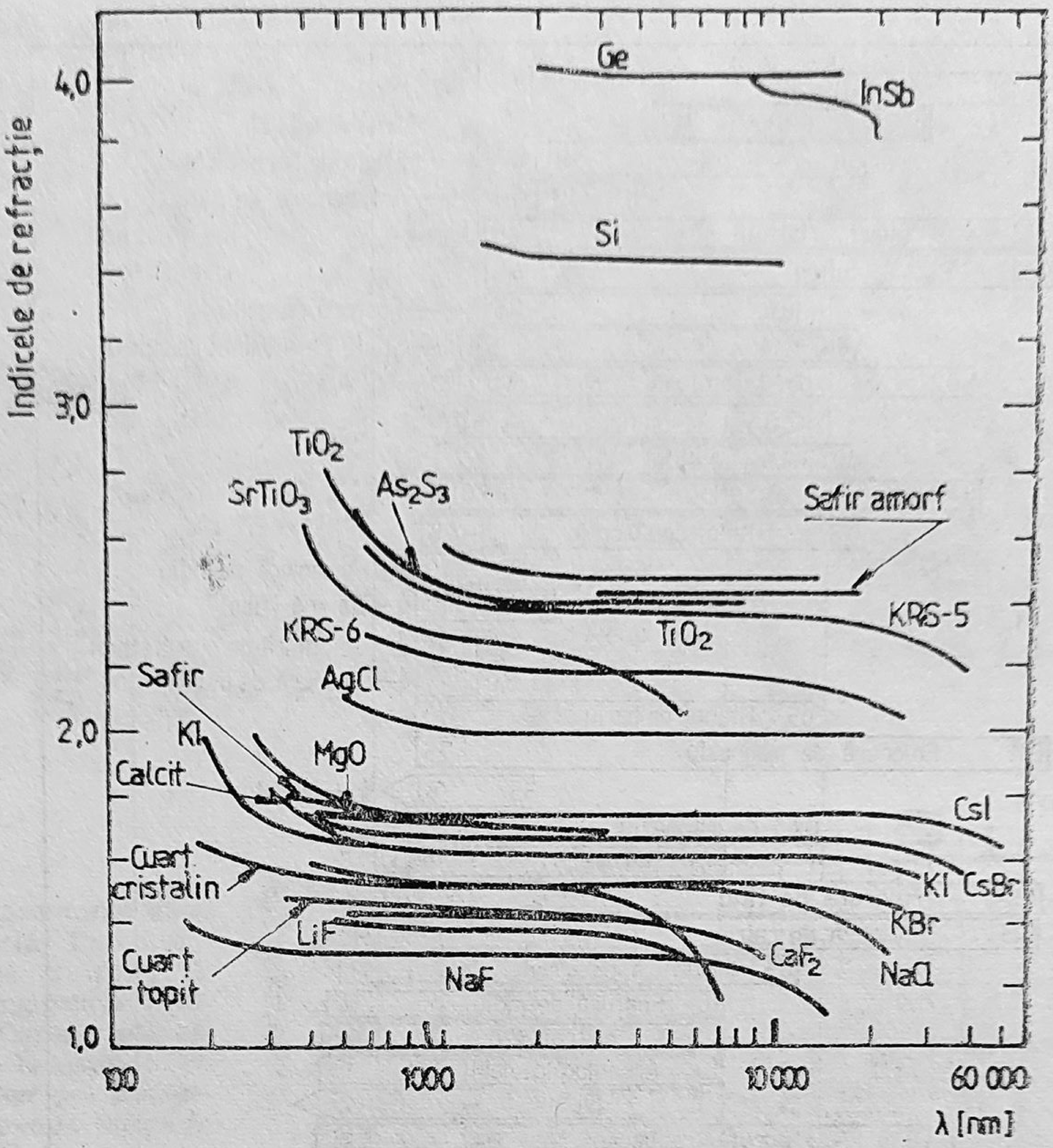


Fig. 3.8. **Variația indicelui de refracție în funcție de lungimea de undă a radiației în cazul unor materiale optice.**

domenii pentru care sticla optică devine neputincioasă. Caracteristicile care le deosebesc de sticla optică sînt următoarele:

1) caracteristicile de transmitanță spectrală includ un domeniu mai mare decît cel specific sticlei optice;

2) forma specială a curbei de dispersie;

3) caracteristicile de birefringență, caracteristicile electrooptice și caracteristicile magnetooptice;

4) tensiunea mecanică și tensiunea termică.

În figura 3.7 sînt arătate domeniile spectrale în care pot fi folosite diferitele tipuri de cristale optice, cu indicarea felului cristalului, iar în figura 3.8 se arată variația indicilor de refracție în funcție de lungimea de undă a radiației.

Probabil că fluorina (fluorură de calciu, CaF_2) a fost primul material cristalin folosit cel mai frecvent în optică, datorită atît domeniului spectral mare în care poate fi folosit (130 – 12 000 nm), cît și caracteristicilor de dispersie ridicate. De asemenea, cuarțul se folosește pe scară largă pentru confecționarea pieselor optice, datorită atît transmitanței ridicate pe un domeniu spectral întins, cît și rezistenței mecanice bune. Cuarțul este atît birefringent cît și optic activ. Mai putem menționa calcita (spatul de Islanda), folosit în cadrul efectului de polarizare și datorită birefringenței sale puternice.

În spectroscopia de infraroşu se foloseşte clorura de sodiu (NaCl), un material izotrop şi transparent de la 210 nm pînă la 26 000 nm. Inconvenientul principal este că prezintă o higroscopie pronunţată, ceea ce modifică proprietăţile de suprafaţă. Tot în acest domeniu spectral se mai pot folosi cristalele de germaniu, cristalele de siliciu şi cristalele de safir. Transmitanţa mediilor din safir, germaniu şi siliciu, cristaline, este reprezentată în figurile 3.9–3.11 în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei din domeniul infraroşu.

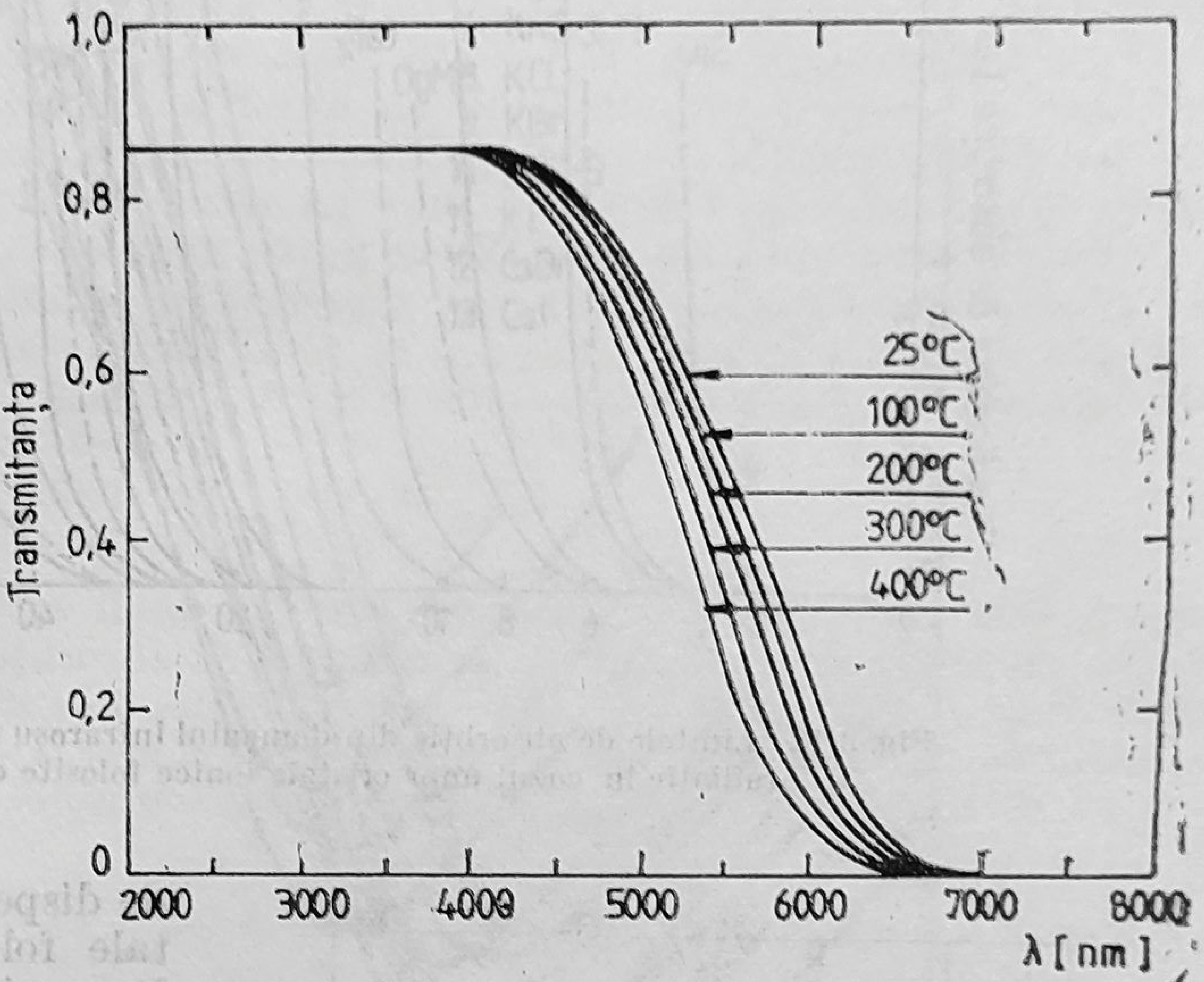


Fig. 3.9. Transmitanţa spectrală a safirului (grosimea de 2,8 mm).

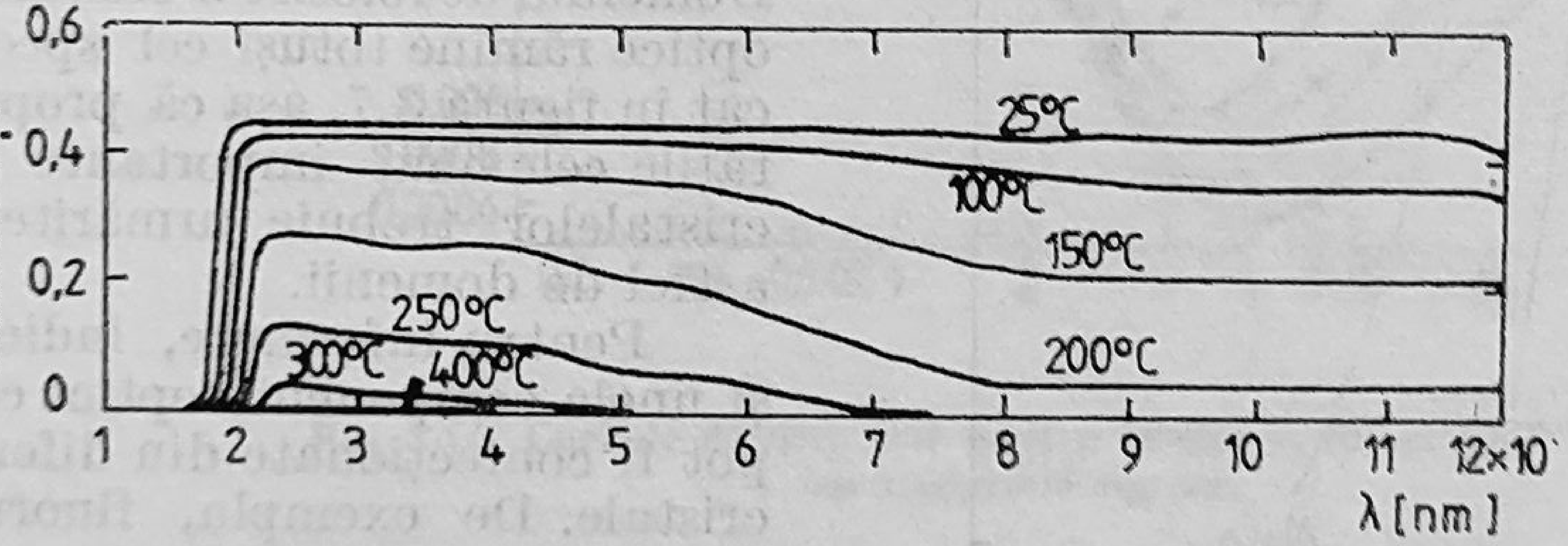


Fig. 3.10. Transmitanţa spectrală a germaniului (grosimea de 2,8 mm).

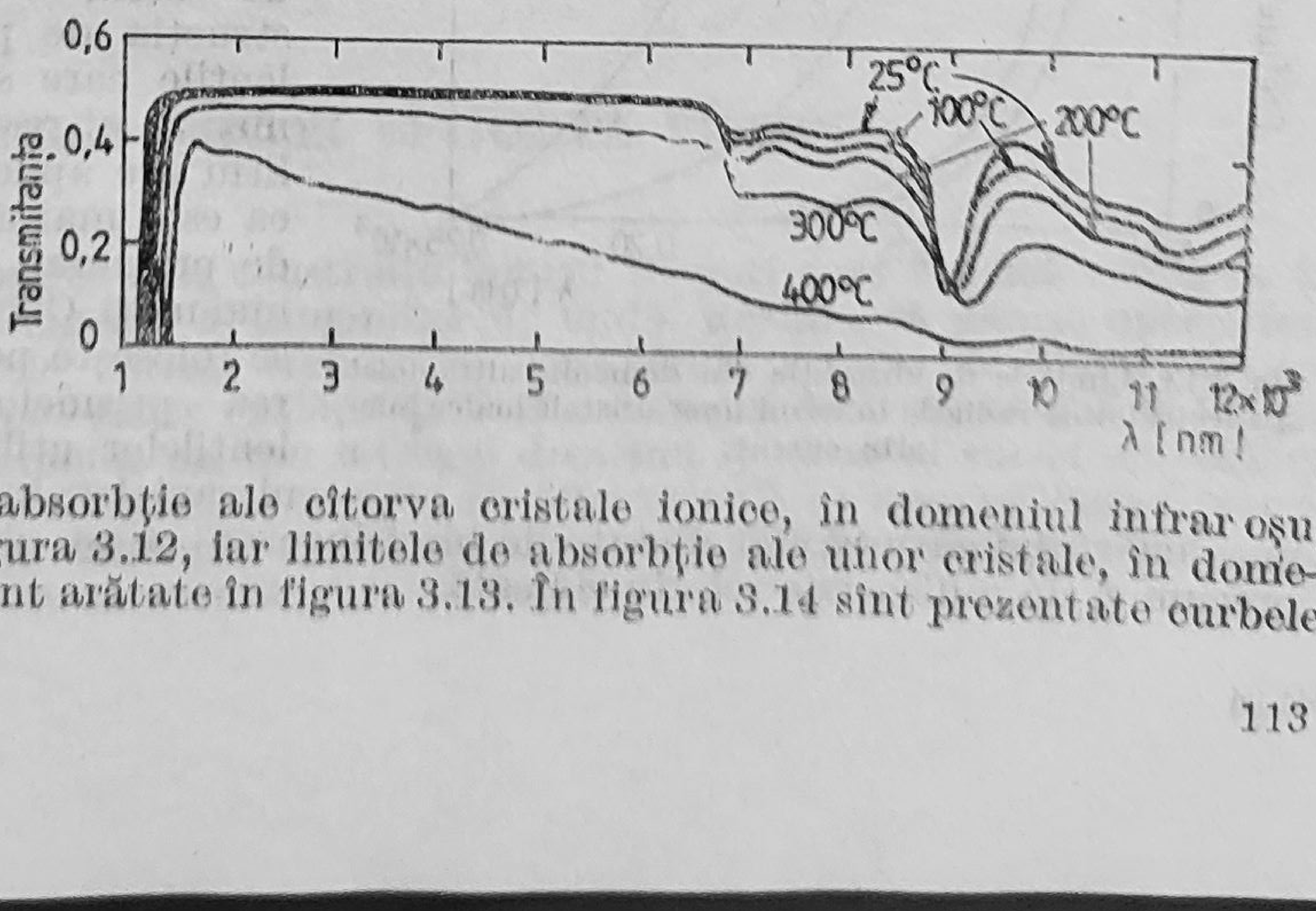


Fig. 3.11. Transmitanţa spectrală a silicei (grosimea de 2,8 mm).

Limitele de absorbţie ale cîtorva cristale ionice, în domeniul infraroşu, sînt arătate în figura 3.12, iar limitele de absorbţie ale unor cristale, în domeniul ultraviolet, sînt arătate în figura 3.13. În figura 3.14 sînt prezentate curbele

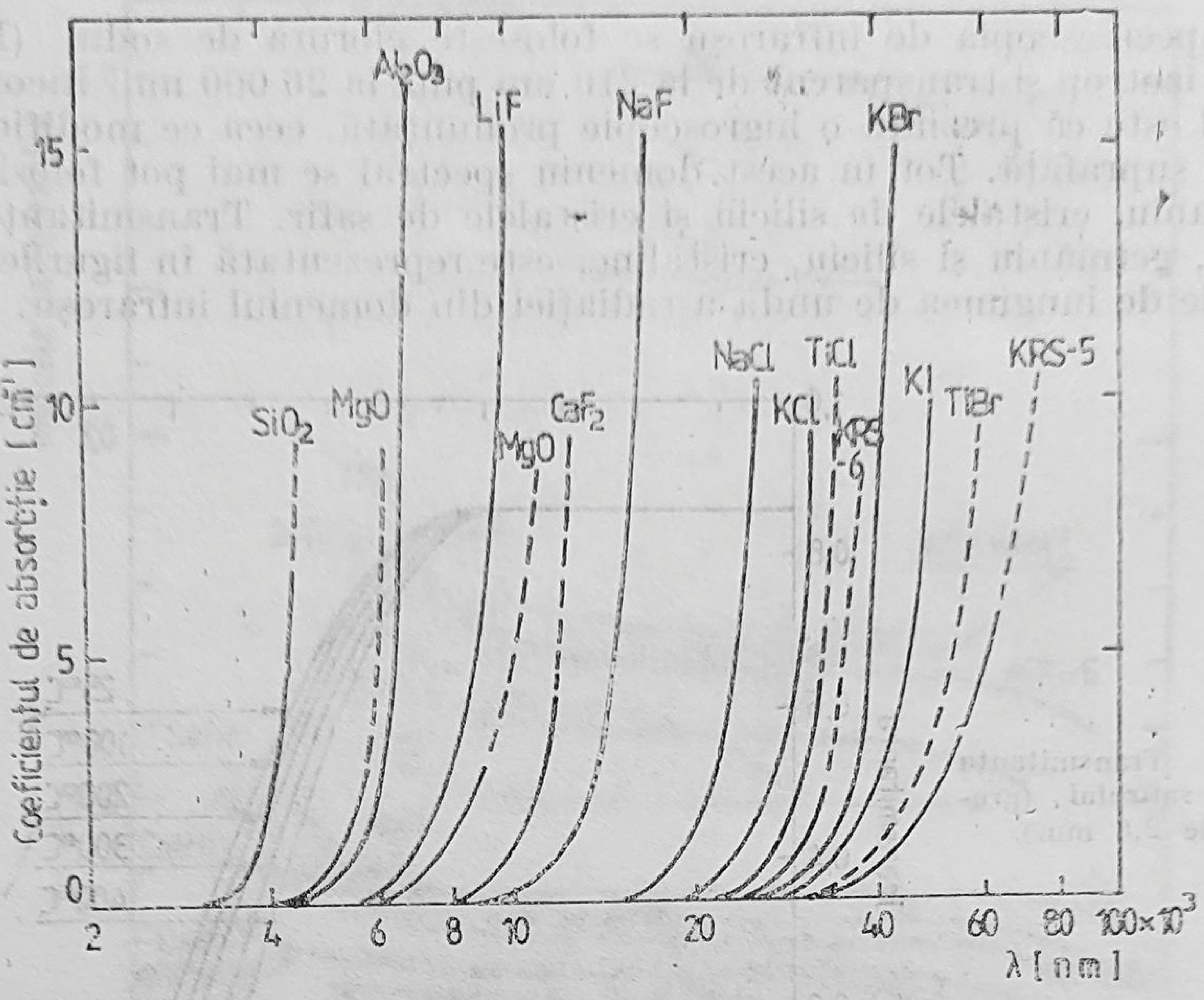


Fig. 3.12. Limtele de absorbție din domeniul infraroșu al spectrului de radiație în cazul unor cristale ionice folosite curent.

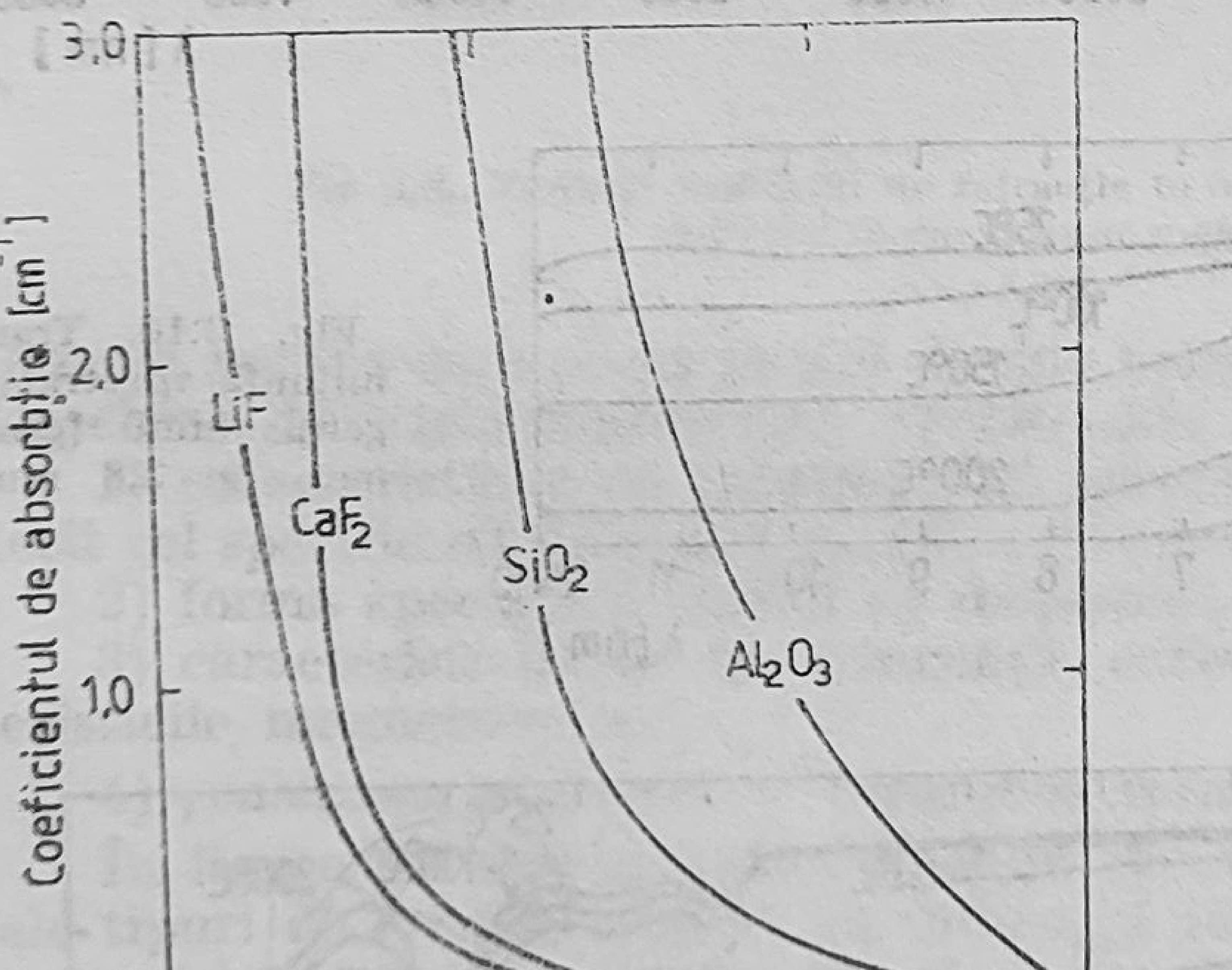


Fig. 3.13. Limitele de absorbție din domeniul ultraviolet al spectrului de radiație în cazul unor cristale ionice folosite curent.

de dispersie ale mai multor cristale folosite curent în optică. Domeniul de folosire a cristalelor optice rămîne totuși cel specificat în figura 3.7, așa că proprietățile cele mai importante ale cristalelor trebuie urmărite în astfel de domenii.

Pentru informare, indicăm și unele componente optice care pot fi confecționate din diferite cristale. De exemplu, fluorura de calciu se folosește la construcția de prisme, ferestre și lentile care se folosesc în domeniul ultraviolet. Fluorura de litiu are aplicații similare, deși ea este mai greu de obținut și de prelucrat în cazul pieselor mai mari. Cuarțul natural (SiO_2) se folosește pentru confecționarea prismelor, ferestrelor și lentilelor utilizate în domeniul ultraviolet, în aer. Limitele impuse cuarțului natural sînt dictate de birefringența sa și de rotația optică, precum și de o dispersie relativ ridicată.

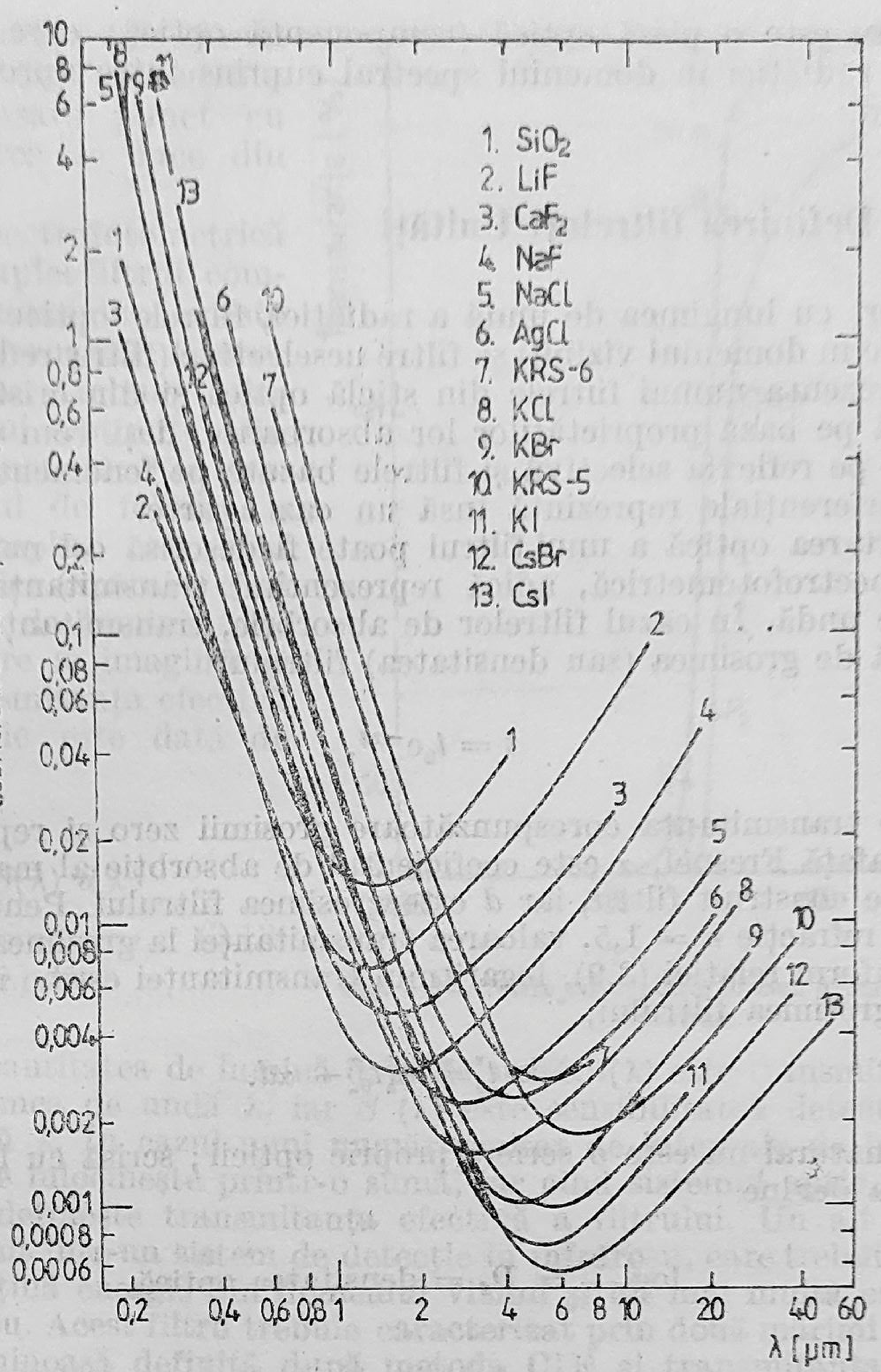


Fig. 3.14. Curbele de dispersie pentru cristalele folosite cel mai des ca materiale optice.

3.3. FOLOSIREA STICLEI OPTICE CA FILTRU

Aparatele optice sînt construite pentru scopuri care implică folosirea lor într-un anumit domeniu al lungimilor de undă. Rezultă că piesele optice folosite (componentele optice) trebuie să corespundă acestui deziderat. Sursele de radiaţie însă pot emite radiaţia şi în alte domenii decît domeniul de interes. În unele cazuri trebuie ca, din întregul domeniu spectral al sursei de radiaţie să se separe un subdomeniu îngust. În alte situaţii se impune lucrul într-un anumit ordin de difracţie (cazul monocromatoarelor, spectrografelor etc.), ceea ce impune, de asemenea, folosirea filtrelor.

Un filtru este o piesă optică (componentă optică) care poate influenţa intensitatea radiaţiei în domeniul spectral cuprins între aproximativ 150 nm şi 50 000 nm.

3.3.1. Definirea filtrelor. Unităţi

În raport cu lungimea de undă a radiaţiei, filtrele optice sînt filtre selective (colorate în domeniul vizibil) şi filtre neselective (filtre reductoare neutre). Aici vom prezenta numai filtrele din sticlă optică şi din cristale optice, care funcţionează pe baza proprietăţilor lor absorbante, deşi vom aminti şi de filtrele bazate pe reflexia selectivă şi filtrele bazate pe fenomenul de polarizare. Filtrele interferenţiale reprezintă însă un caz aparte.

Comportarea optică a unui filtrul poate fi descrisă cel mai bine dîndu-se curba sa spectrofotometrică, adică reprezentînd transmitanţa în funcţie de lungimea de undă. În cazul filtrelor de absorbţie, transmitanţa este o funcţie exponenţială de grosimea (sau densitatea) filtrului

$$t = t_0 e^{-\alpha d}, \tag{3.9}$$

unde t_0 este transmitanţa corespunzătoare grosimii zero şi reprezintă pierderile de suprafaţă Fresnel, α este coeficientul de absorbţie al materialului optic din care este construit filtru, iar d este grosimea filtrului. Pentru o valoare a indicelui de refracţie $n = 1{,}5$, valoarea transmitanţei la grosimea zero este $t_0 = 0{,}92$. Conform relaţiei (3.9), logaritmul transmitanţei este o mărime proporţională cu grosimea filtrului,

$$\ln t = \ln t_0 - \alpha d. \tag{3.10}$$

Logaritmul natural nu este o scriere proprie opticii; scrisă cu logaritmul zecimal, formula devine

$$\log \frac{1}{-} = D_a = \text{densitatea optică}, \tag{3.11}$$

unde

$$D_a = D_0 + Kd, \tag{3.12}$$

D_0 corespunzînd lui t_0 şi avînd valoarea 0,04 pentru materialele cu indicele de refracţie egal cu 1,5, iar K este o constantă. În cazul reprezentărilor grafice transmitanţa procentuală evidenţiază detaliile mai bine în domeniul 70—100%, în timp ce densitatea optică evidenţiază mai bine detaliile sub 10%.

Expresia (3.9) se aplică corect numai pentru lungimi de undă discrete. În orice alte situaţii ea trebuie folosită cu precauţie. Filtrele cu variaţie rapidă (a transmitanţei) ilustrează cel mai bine capcana în care putem cădea prin folosirea incorectă a expresiei (3.9). Să considerăm curbele ilustrate în figura 3.15, pentru cazul unei sticle optice cu grosimea de 2 mm şi, respectiv, 10 mm. Transmitanţa medie din regiunea 400—700 nm, pentru grosimea de 2 mm, este de 45%, iar pentru grosimea de 10 mm este de 42%. Dacă am folosi expresia (3.9), transmitanţa medie de 45%, corespunzătoare grosimii de 2 mm, ar implica o transmitanţă medie de numai 1,7%, pentru grosimea de 10 mm. Curba trans-

mitanţei pentru grosimea de 10 mm poate fi obţinută din precedenta numai printr-o trasare punct cu punct, iar medierea se face din curba rezultată.

Deşi curba spectrofotometrică caracterizează complet filtrul, compararea filtrelor numai după aceste curbe nu este convenabilă. Pentru compararea filtrelor trebuie folosite şi alte mărimi obţinute din curba spectrofotometrică. Ele trebuie să dea gradul de folosire a filtrului. De exemplu, cele mai multe sisteme optice (aparate) constau dintr-o sursă de lumină, elementele de formare a imaginii şi un detector. Transmitanţa efectivă a sistemului optic este dată de relaţia

$$t_{ef} = \frac{\int Q(\lambda)\, t(\lambda)\, S(\lambda)\, d\lambda}{\int Q(\lambda)\, S(\lambda)\, d\lambda}, \qquad (3.13)$$

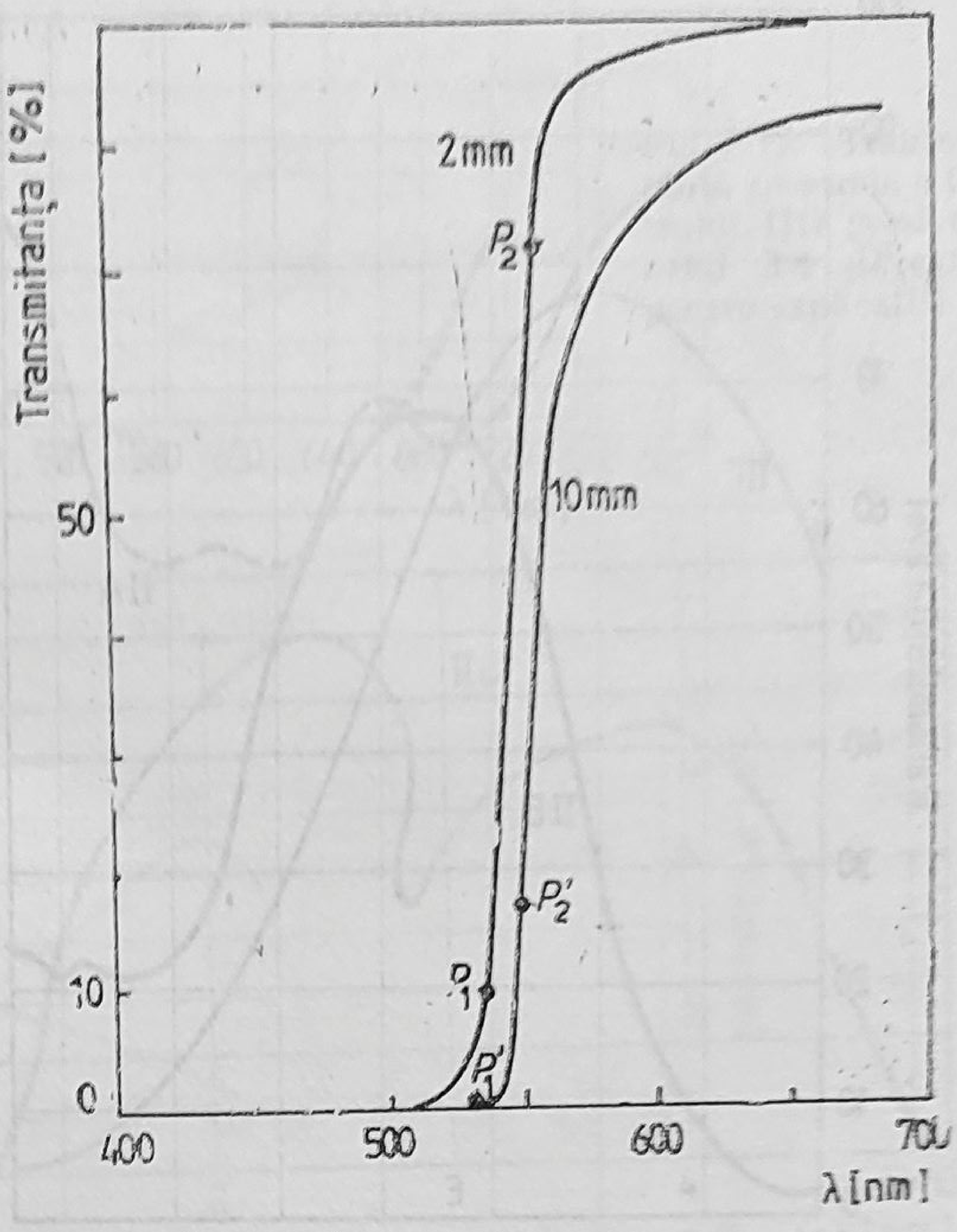


Fig. 3.15. Filtre cu variaţie bruscă a transmitanţei spectrale.

unde Q (λ) este cantitatea de lumină dată de sursă, $t(\lambda)$ este transmitanţa procentuală la lungimea de undă λ, iar S (λ) este sensibilitatea detectorului la lungimea de undă λ. În cazul unui număr limitat de intervale de lungimi de undă, integrala se înlocuieşte printr-o sumă, iar cînd sistemul optic este chiar filtrul, sumarea defineşte transmitanţa efectivă a filtrului. Un alt exemplu. Fie un filtru folosit într-un sistem de detecţie în infraroşu, care trebuie să transmită cît mai puţină energie din domeniul vizibil şi cît mai multă energie din domeniul infraroşu. Acest filtru trebuie caracterizat prin două mărimi şi anume, transmitanţa luminoasă definită după metoda CIE şi transmitanţa în infraroşu folosind datele despre sursa de radiaţie şi sensibilitatea detectorului, care apar în relaţia (3.13). Aceste două valori sînt analoage termenelor de „zgomot" şi „semnal" folosiţi în electronică. Caracteristicile spectrale ale filtrului ar fi o transmitanţă minimă în domeniul 200–800 nm şi o creştere abruptă a transmitanţei, pînă la valoarea maximă, corespunzătoare domeniului 800–1500 nm. O caracteristică importantă a filtrului ar fi lungimea de undă la care transmitanţa ajunge la 30%. Deoarece sînt multe filtre care pot îndeplini această condiţie, trebuie specificate şi alte caracteristice funcţionale.

3.3.2. Clasificarea filtrelor

Clasificarea filtrelor se face în funcţie de proprietăţile lor spectrale. Din acest punct de vedere există patru clase separate.

1. Prima clasă include filtrele care au o variaţie bruscă a transmitanţei optice, împărţind domeniul spectral într-un domeniu în care transmitanţa

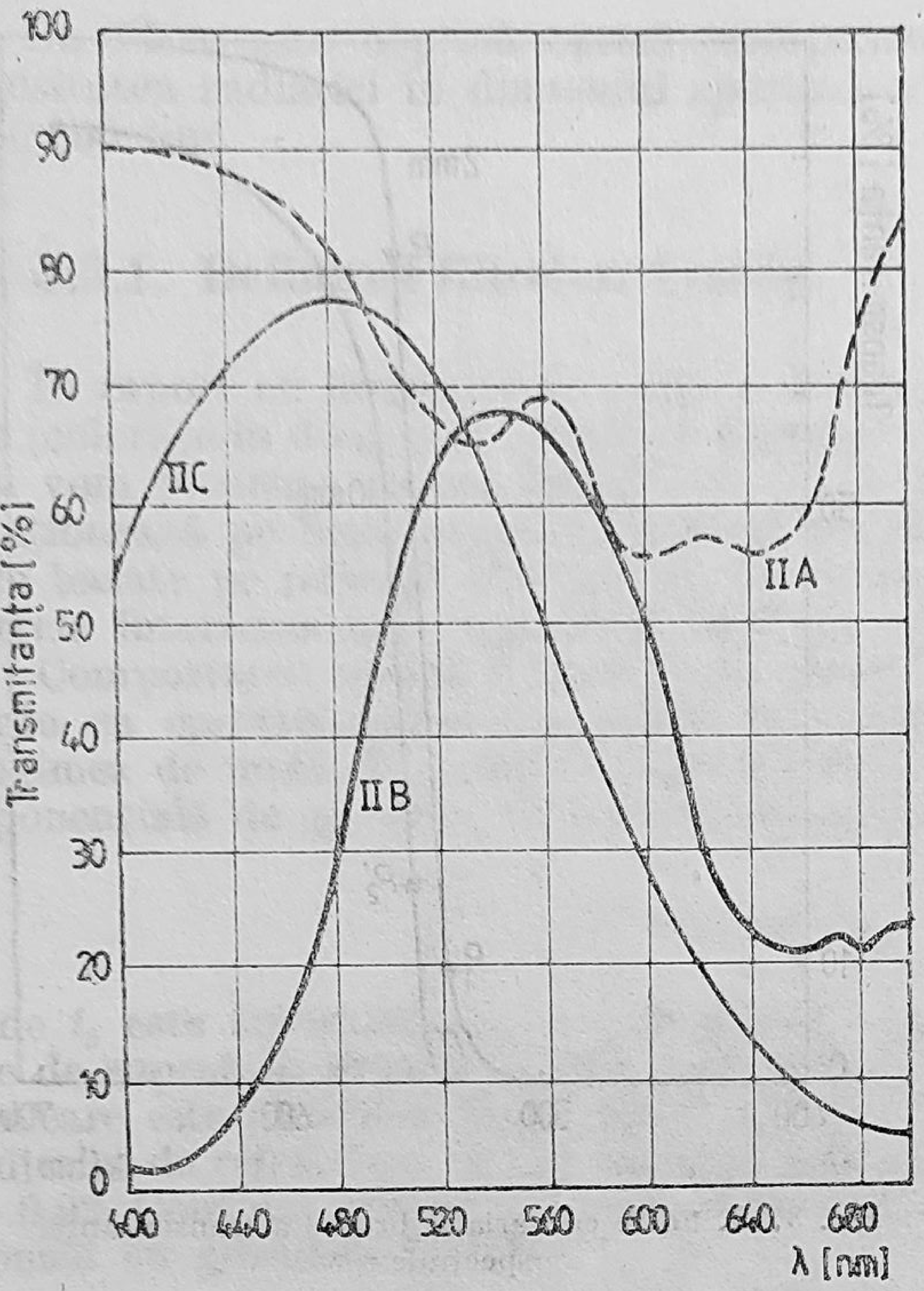


Fig. 3.16. Transmitanța spectrală a filtrelor IIA, IIB și IIC (vezi tabelul 3.4 și textul, pentru explicații).

este aproximativ zero și într-un domeniu în care transmitanța este maximă. Dacă filtrul transmite numai lungimile de undă mai scurte și absoarbe lungimile de undă mai lungi, el se numește filtru „trece-jos", iar în situația inversă se numește filtru „trece-sus".

2. Cea de-a doua clasă include filtrele care transmit sau absorb numai într-o bandă îngustă a lungimilor de undă și se numesc filtre „trece-bandă".

3. Clasa a treia include filtrele „compensatoare", pentru care trecerea de la domeniul spectral absorbit la cel transmis se face gradat.

4. Cea de-a patra clasă include filtrele neutre.

Folosirea acestor filtre depinde de scopul experimentului. Întrebuințarea sticlei optice pentru obținerea acestor filtre o vom discuta în continuare.

3.3.3. Folosirea sticlei optice pentru confecționarea filtrelor

Filtrele de sticlă se obțin prin dizolvarea sau suspendarea în sticla optică a unor agenți coloranți, care modifică transmitanța sticlei și, in același timp, o colorează, de unde și denumirea de filtre de sticlă colorată.

Clasificarea filtrelor de sticlă în funcție de clasă, de transmitanța spectrală și de compoziția sticlei este dată în tabelul 3.4. În afara acestor filtre există încă multe alte tipuri care pot fi găsite în cataloagele diferitelor firme producătoare. Important este de a ști felul în care se prezintă ele. Curba transmitanței spectrale și elementul chimic caracteristic sînt elemente de bază în clasificarea filtrelor.

În figurile 3.16—3.23 sînt prezentate curbele transmitanței optice pentru filtrele prezentate în tabelul 3.4. Coeficientul de absorbție depinde de valoarea lungimii de undă a radiației folosite.

Celelalte tipuri de filtre optice, polarizante și interferențiale, necesită o analiză separată, bazată pe fenomenele de polarizare și de interferență.

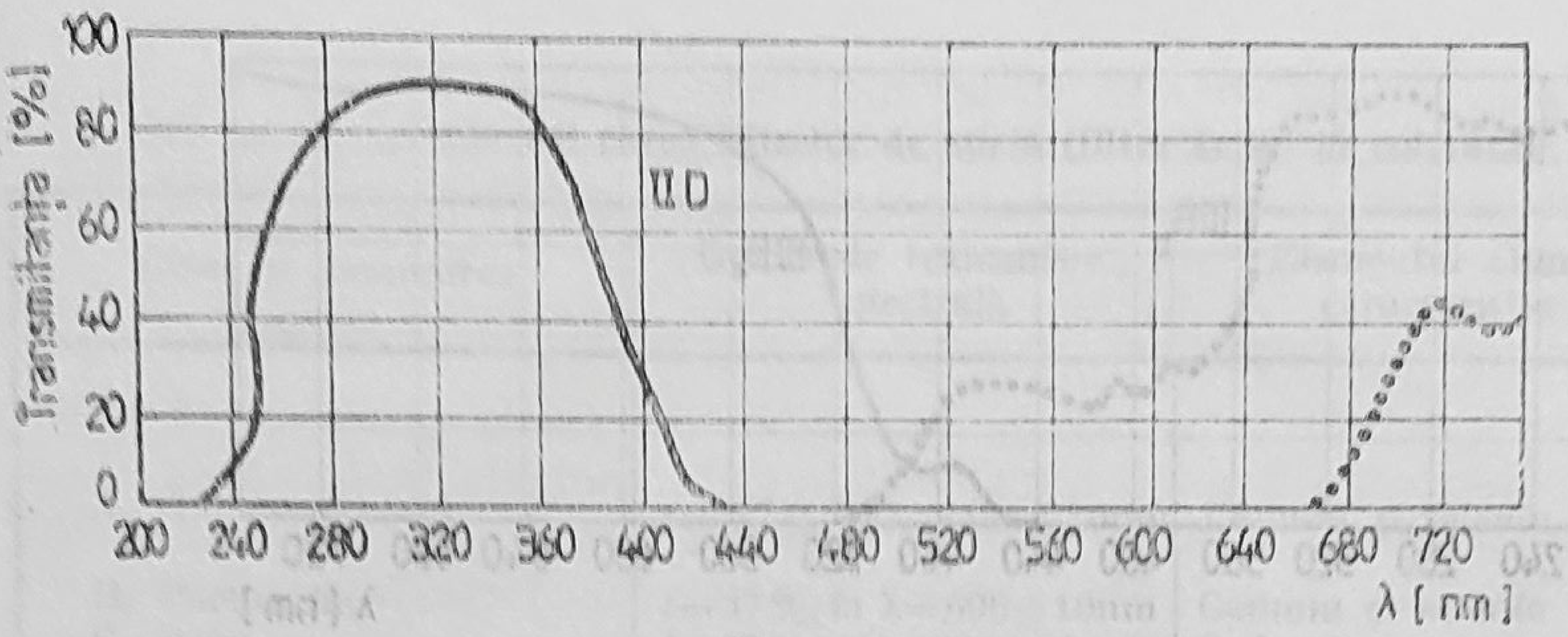


Fig. 3.17. Transmitanța spectrală a filtrului IID (vezi tabelul 3.4 și textul pentru explicații).

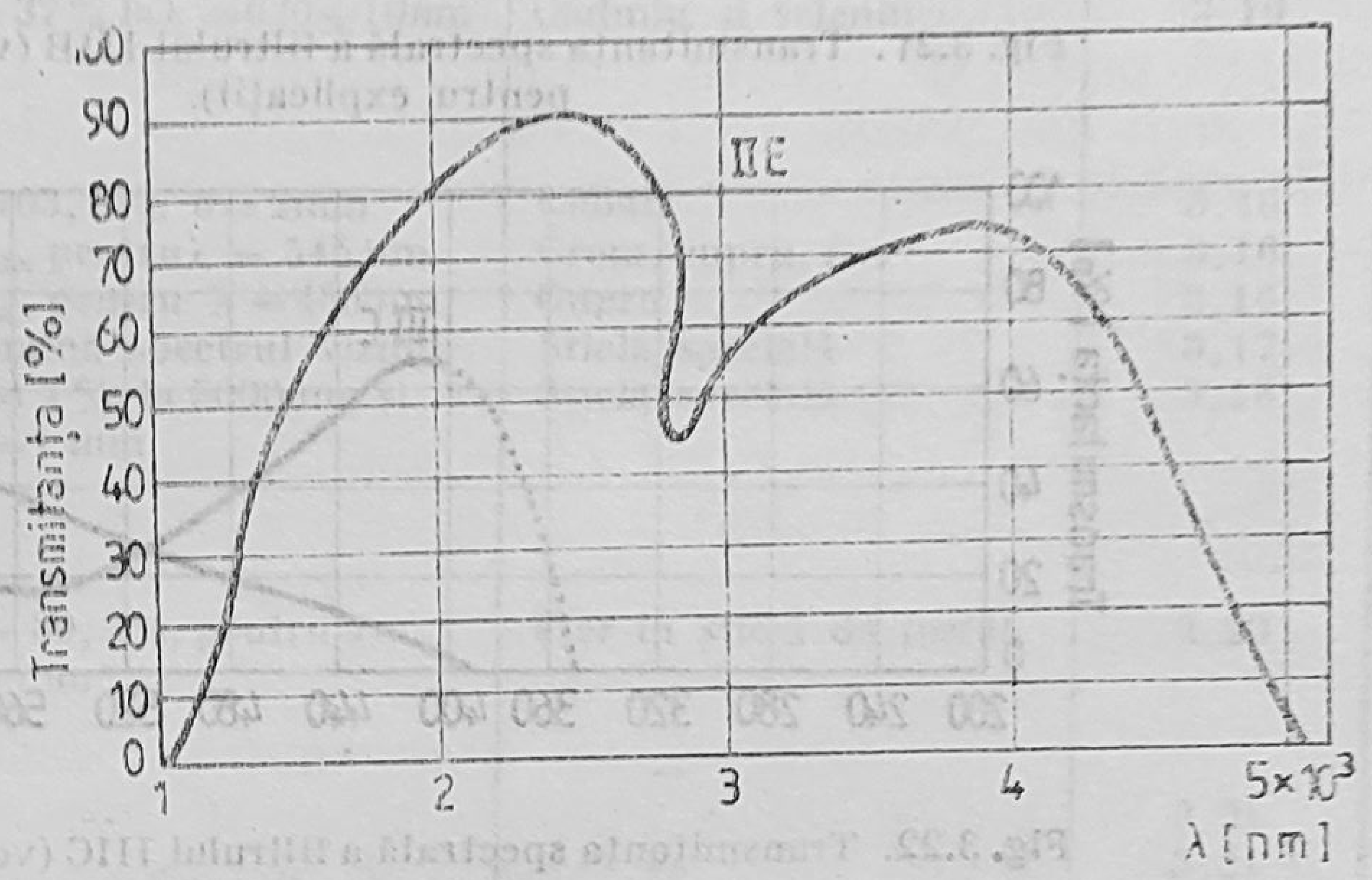


Fig. 3.18. Transmitanța spectrală a filtrului IIE (vezi tabelul 3.4 și textul, pentru explicații).

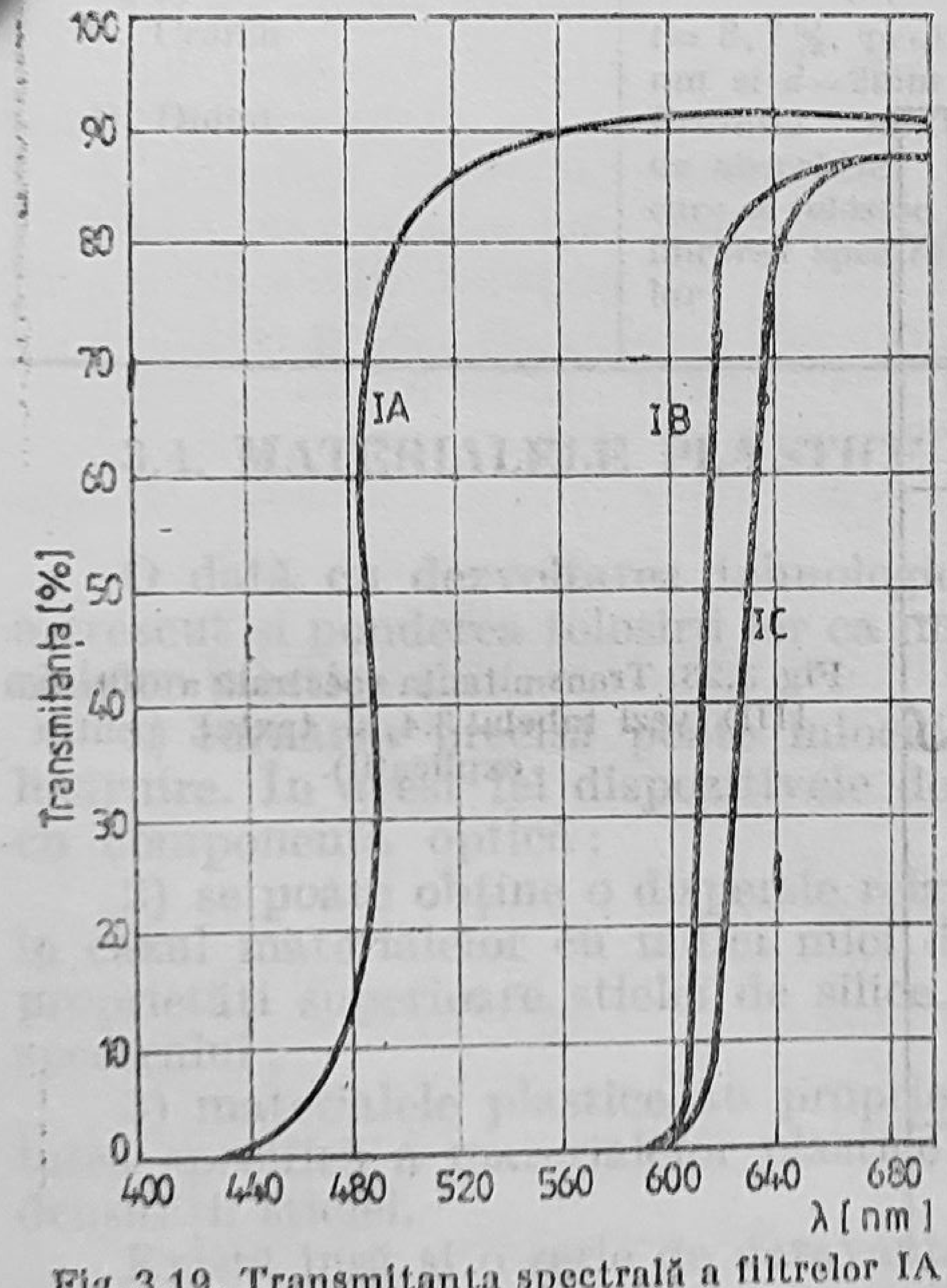


Fig. 3.19. Transmitanța spectrală a filtrelor IA IB și IC (vezi tabelul 3.4 și textul, pentru explicații).

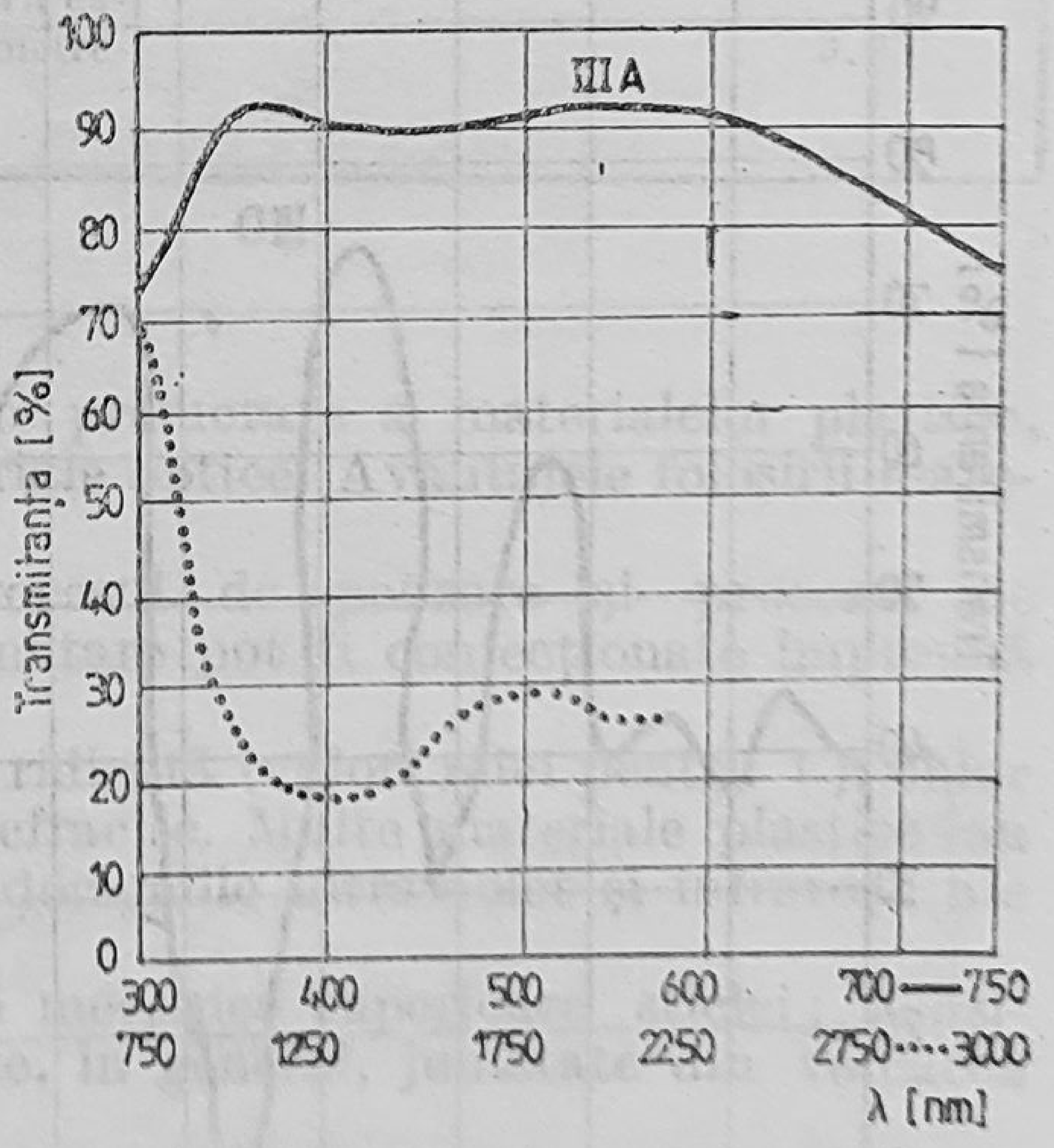


Fig. 3.20. Transmitanța spectrală a filtrului IIIA (vezi tabelul 3.4. și textul, pentru explicații).

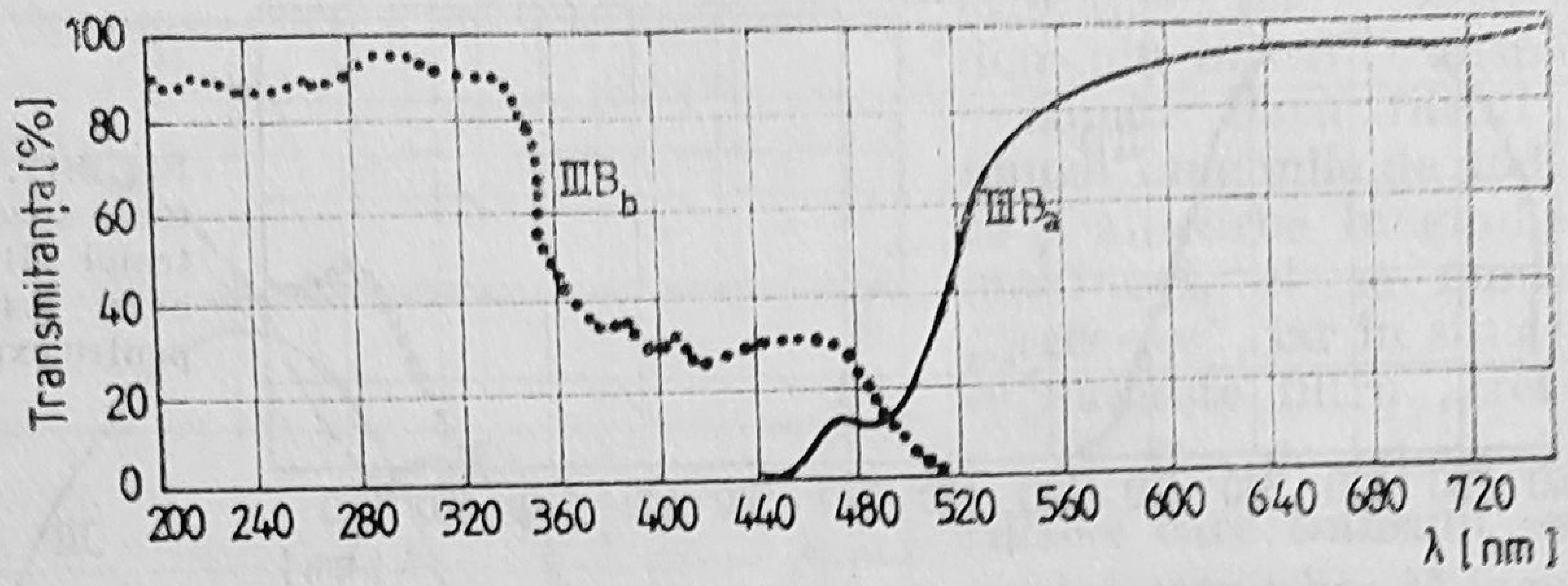


Fig. 3.21. Transmitanța spectrală a filtrului IIIB (vezi tabelul 3.4 și textul, pentru explicații).

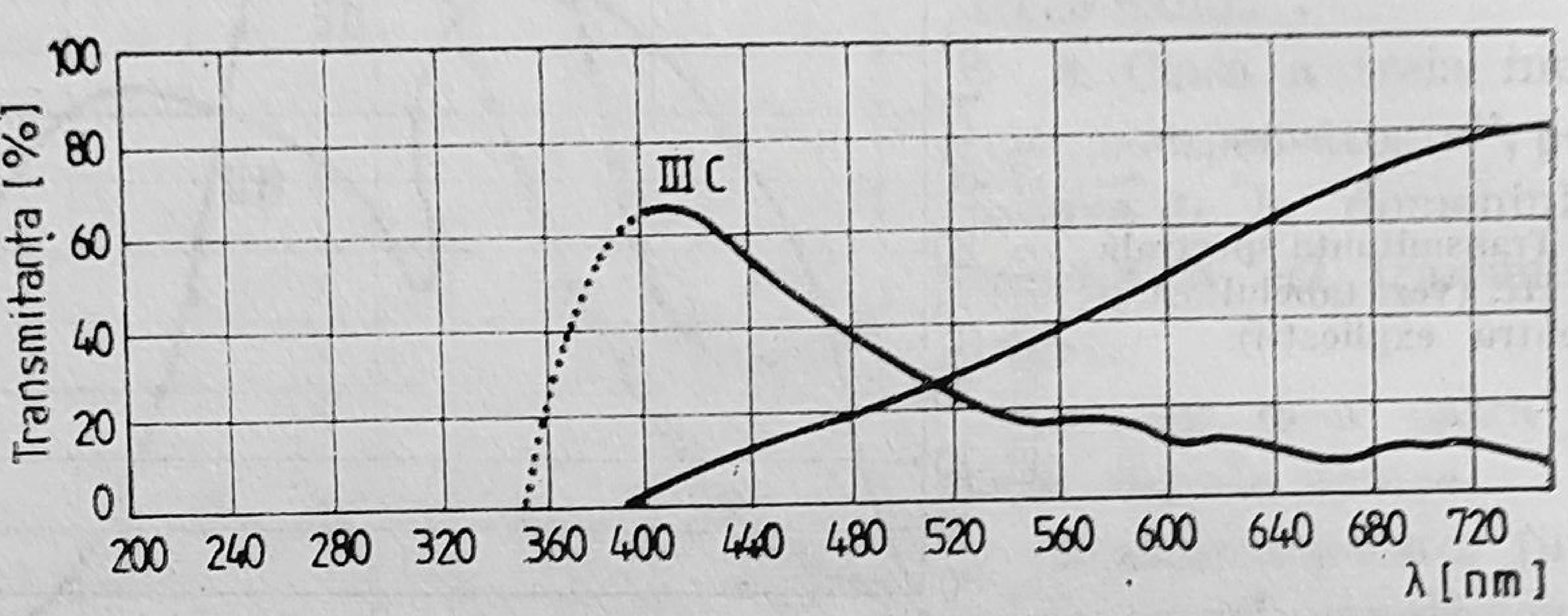


Fig. 3.22. Transmitanța spectrală a filtrului IIIC (vezi tabelul 3.4 și textul, pentru explicații).



Fig. 3.23. Transmitanța spectrală a filtrului IIID (vezi tabelul 3.4 și textul, pentru explicații).

Tabelul 3.4

Clasificarea filtrelor de sticlă (filtre de sticlă colorată)

Clasa și denumirea	Curba de transmisie spectrală	Elementul chimic caracteristic	Figura
Clasa I			
A. Galben	$t = 37\%$, la $\lambda = 484 \pm 10$nm	Cadmiu și seleniu	3,19
B. Portocaliu	$t = 37\%$, la $\lambda = 606 \pm 10$nm	Cadmiu și seleniu	3.19
C. Roșu	$t = 37\%$ la $\lambda = 630 \pm 10$nm	Cadmiu și seleniu	3,19
Clasa II			
A. Albastru	$t = 63,7\%$, $d = 2$mm	Cobalt	3.16
B. Verde	t_{max} pentru $\lambda = 545$ nm	Crom, cupru, fier	3.16
C. Azuriu	t_{max} pentru $\lambda = 485$ nm	Cupru	3.16
D. Ultraviolet	elimină spectrul vizibil	Sticlă specială	3.17
E. Infraroșu	$t = 1\%$, la 5000 nm și $d = 1$ mm	Sticlă specială	3.18
Clasa specială (III)			
A. Absorbante de căldură	$t = 89,9\%$, pentru $d =$ 13 mm	Fier în sticlă de fosfat	3.20
B. Corectate pentru temperatura de culoare			
1. Salmon	—	—	3.21
2. Albastrul luminii de zi	—	—	3.21
C. Uraniu	$t = 8,7\%$, pentru $\lambda = 480$ nm și $d = 2$mm	—	3.22
D. Didim	Prezintă multe linii de absorbție puternică, care se folosesc pentru calibrarea spectrofotometrelor	—	3.23

3.4. MATERIALELE PLASTICE

O dată cu dezvoltarea tehnologiei de prelucrare a materialelor plastice, a crescut și ponderea folosirii lor ca materiale optice. Avantajele folosirii materialelor plastice sînt :

1) turnarea precisă poate înlocui procesul de polizare și procesul de lustruire. În acest fel dispozitivele de montare pot fi confecționate împreună cu componenta optică ;

2) se poate obține o dispersie relativ ridicată (valori mici pentru V), chiar în cazul materialelor cu indici mici de refracție. Multe materiale plastice au proprietăți superioare sticlei de silice în domeniile ultraviolet și infraroșu ale spectrului ;

3) materialele plastice au proprietăți mecanice superioare sticlei ; densitatea specifică a materialelor plastice este, în general, jumătate din valoarea densității sticlei.

Există însă și o serie de dezavantaje, printre care menționăm :

1) o precizie mai mică în procesul de prelucrare ; uniformitatea indicelui de refracție nu este mai bună de 1/1 000 sau 1/10 000 ;

2) sînt mai puţin rezistente la zgîrieturi, deformări etc;

3) Variaţiile de temperatură au o influenţă mult mai mare decît în cazul sticlei optice, atît în ceea ce priveşte dilataţia (aproximativ 10^{-4}/°C) cît şi în ce priveşte variaţia indicelui de refracţie (aproximativ $1{,}5 \cdot 10^{-4}$/°C);

4) materialele plastice cu indicele de refracţie mai mare de 1,6 nu par potrivite pentru a fi folosite în optică.

Literatura de specialitate cuprinde tabele cu diferitele proprietăţi optice ale materialelor plastice care pot fi folosite în optică, incluzîndu-se chiar transmitanţa optică a acestora. Pentru scopuri care implică o precizie mai mică, materialele plastice pot fi folosite pentru construcţia ferestrelor, lentilelor, filtrelor, polarizorilor şi lamelor sfert de undă, jumătate de undă etc. În aceste situaţii preţul de cost al componentelor optice sau al instrumentelor optice este mult mai scăzut decît în cazul în care s-ar folosi sticla optică specială sau materialele cristaline.

Capitolul 4

OGLINZI ȘI PRISME

Motivul pentru care am inclus în același capitol oglinzile și prismele este acela că atît oglinzile cît și prismele, (componente optice) pot fi studiate pe baza legilor opticii geometrice, care se scriu în funcție de fenomenele de reflexie și refracție de la suprafața de separare a două medii transparente, cu indici de refracție diferiți. Folosite foarte mult în construcția sistemelor optice, oglinzile și prismele îndeplinesc următoarele funcții:

1) permit propagarea luminii după direcția dorită, ocolindu-se diferitele obstacole care pot apare în drumul rectiliniu de propagare a luminii;

2) alcătuiesc un sistem optic cu dimensiuni spațiale mici;

3) permit o orientare a imaginii în conformitate cu scopul propus;

4) combină sau divizează fasciculele de lumină pe baza reflexiei parțiale la suprafațele reflectătoare;

5) dispersează lumina ca în cazul refractometrelor, spectrografelor și monocromatoarelor;

6) introduc efecte de anizotropie.

După prezentarea fenomenelor de reflexie și refracție la suprafața de separare a două medii transparente cu indici de refracție diferiți vom analiza oglinzile, atît cele plane, cît și cele sferice, indicînd modul de proiectare, construcție și folosire a lor în cadrul diferitelor sisteme optice, pentru ca în final să ne ocupăm de prisme cu multiplele lor întrebuințări. Fenomenele de reflexie și refracție vor forma și baza teoretică a analizei lentilelor din capitolul următor.

4.1. BAZELE OPTICII GEOMETRICE

Optica geometrică operează cu conceptul convențional de rază de lumină, rezultat al faptului că lumina se propagă în linie dreaptă. Concomitent, se folosesc principiul reversibilității parcursului razei de lumină și principiul lui Fermat. Pentru a diferenția diferitele medii optice se folosește indicele de refracție, n, pe baza căruia se definește drumul optic, d. De importanță deosebită în optica geometrică sînt legile reflexiei și refracției. Deși aparent simple, aceste legi joacă un rol esențial în formarea imaginilor optice, cu ajutorul componentelor optice și al sistemelor optice.

De reținut că formarea imaginilor optice o vom discuta în cadrul aproximației gaussiene în care razele de lumină se consideră paraxiale iar unghiul format de orice rază de lumină cu axa optică se consideră suficient de mic pentru a se putea aplica aproximația $\sin\alpha \simeq \mathrm{tg}\,\alpha \simeq \alpha$.

Pentru înțelegerea modului de folosire a componentelor optice este suficient să prezentăm doar noțiunile de bază ale opticii geometrice. Atunci cînd vor apărea noțiuni bazate pe natura luminii, le vom defini în contextul general al fenomenelor ondulatorii și corpusculare din natură.

4.1.1. Noțiunea de rază de lumină

Deosebirea dintre optica geometrică și optica fizică apare imediat cînd încercăm, prin intermediul unei diafragme, să izolăm o rază de lumină (fig 4.1). Fie S o sursă de lumină punctiformă (de tipul celor studiate în capitolul 2) fie H un ecran opac prevăzut cu o diafragmă și fie E un ecran de proiecție. Pentru o anumită mărime a diagramei, pe ecran va apărea iluminată numai regiunea indicată în figura 4.1a, cuprinsă între razele tangente la suprafața diafragmei. Această experiență stă la baza afirmației că lumina se propagă după linii drepte, numite raze de lumină sau, mai scurt, raze, deoarece numai în acest fel razele neinterceptate de paravanul H ating ecranul. Micșorînd diafragma, ca în figura 4.1b, regiunea iluminată se micșorează, astfel încît se poate imagina posibilitatea izolării unei singure raze. Experiența arată însă că pentru o anumită mărime a diafragmei, mică, regiunea iluminată de pe ecranul E începe să crească, așa cum se arată în figura 4.1c. Responsabil de imposibilitatea separării unei singure raze de lumină este fenomenul de difracție, consecință a caracterului ondulatoriu al luminii. Deoarece cele mai multe componente optice (dacă nu chiar toate), au dimensiuni pentru care fenomenul de difracție poate fi neglijat, noțiunea de rază de lumină devine foarte folositoare întrucît arată direcția fluxului luminos din fasciculul de lumină, prin fascicul înțelegînd un număr foarte mare de raze de lumină. În funcție de modul în care sînt dispuse razele de lumină, putem avea fascicule paralele, fascicule divergente și fascicule convergente.

4.1.2. Legile reflexiei și refracției

Legea reflexiei era cunoscută învățaților lumii antice. Legea refracției a fost evidențiată experimental, sub o anumită formă, de Ptolemeu. Deci cele două legi au fost descoperite experimental cu mult timp înainte de a fi înțeleasă semnificația lor. Ele pot fi deduse atît în cadrul opticii geometrice (principiul lui Fermat) cît și în cadrul opticii fizice. Noi le vom prezenta ca rezultate ale experimentului.

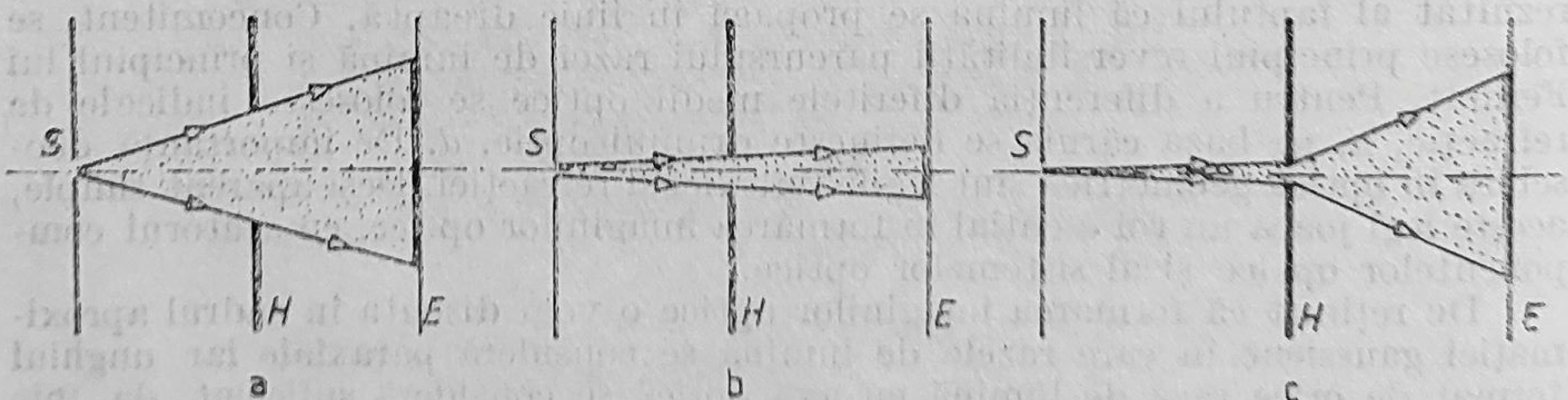


Fig. 4.1. Metodă optică folosită pentru separarea unei raze de lumină.

Presupunem că putem realiza o experiență a cărei reprezentare schematică este arătată în figura 4.2 unde IA este raza incidentă în punctul A, pe suprafața S, care separă două medii transparente cu indicii de refracție n_1 și, respectiv, n_2. Normala la suprafața S, în punctul A, este NN'. Cînd raza de lumină incidentă IA ajunge la suprafața de separare dintre două medii transparente, cu indici de refracție diferiți, ea, în general, se divide în două raze, dintre care una se întoarce în mediul din care a venit (raza reflectată AR), iar alta pătrunde în cel de-al doilea mediu, schimbîndu-și direcția de deplasare (raza refractată AT). Dacă notăm cu i_1 unghiul de incidență, cu i_2 unghiul de refracție și cu i'_1 unghiul de reflexie (fig. 4.2) și numind plan de incidență planul format de raza incidentă cu normală, cele două legi pot fi enunțate în modul următor.

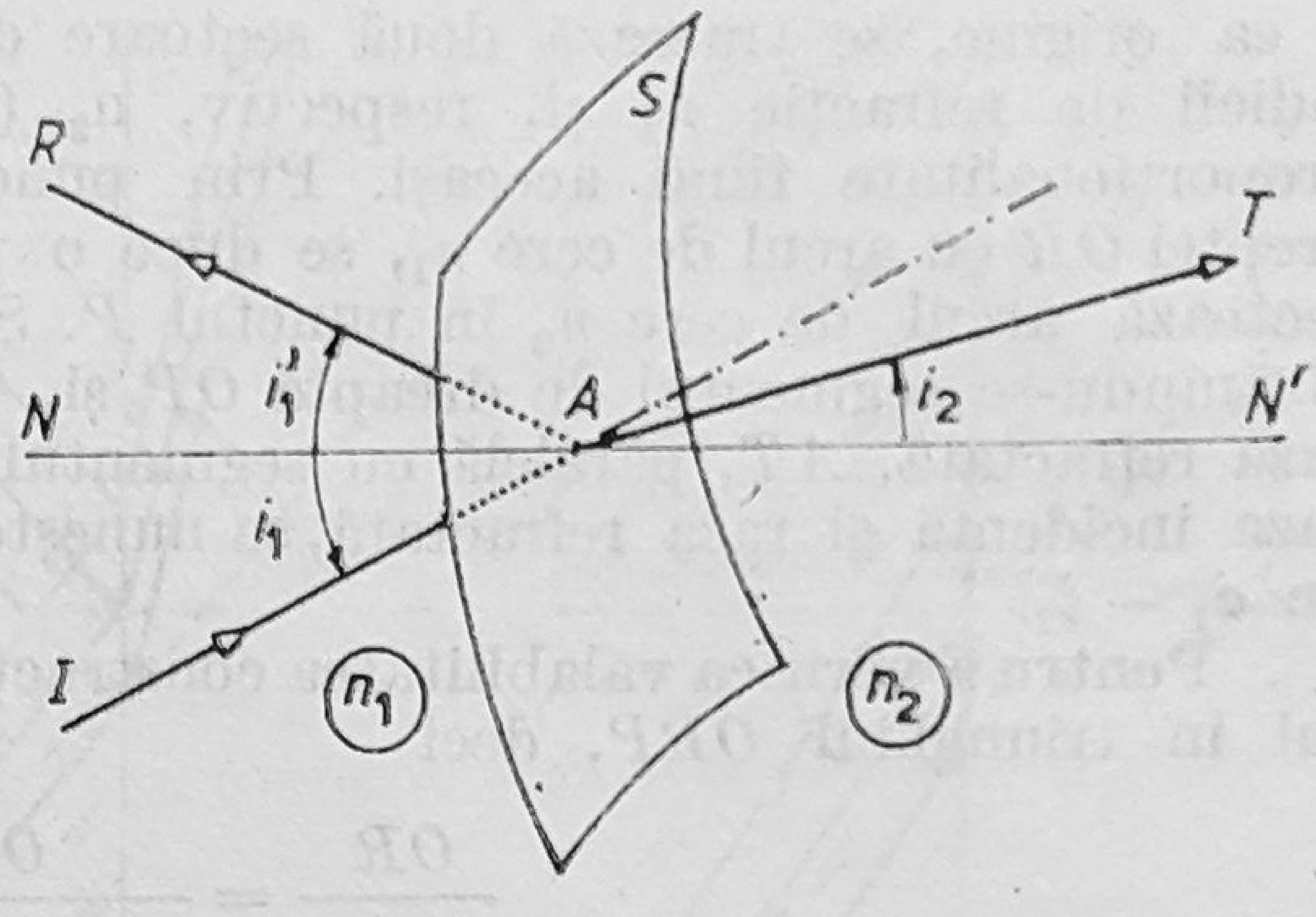


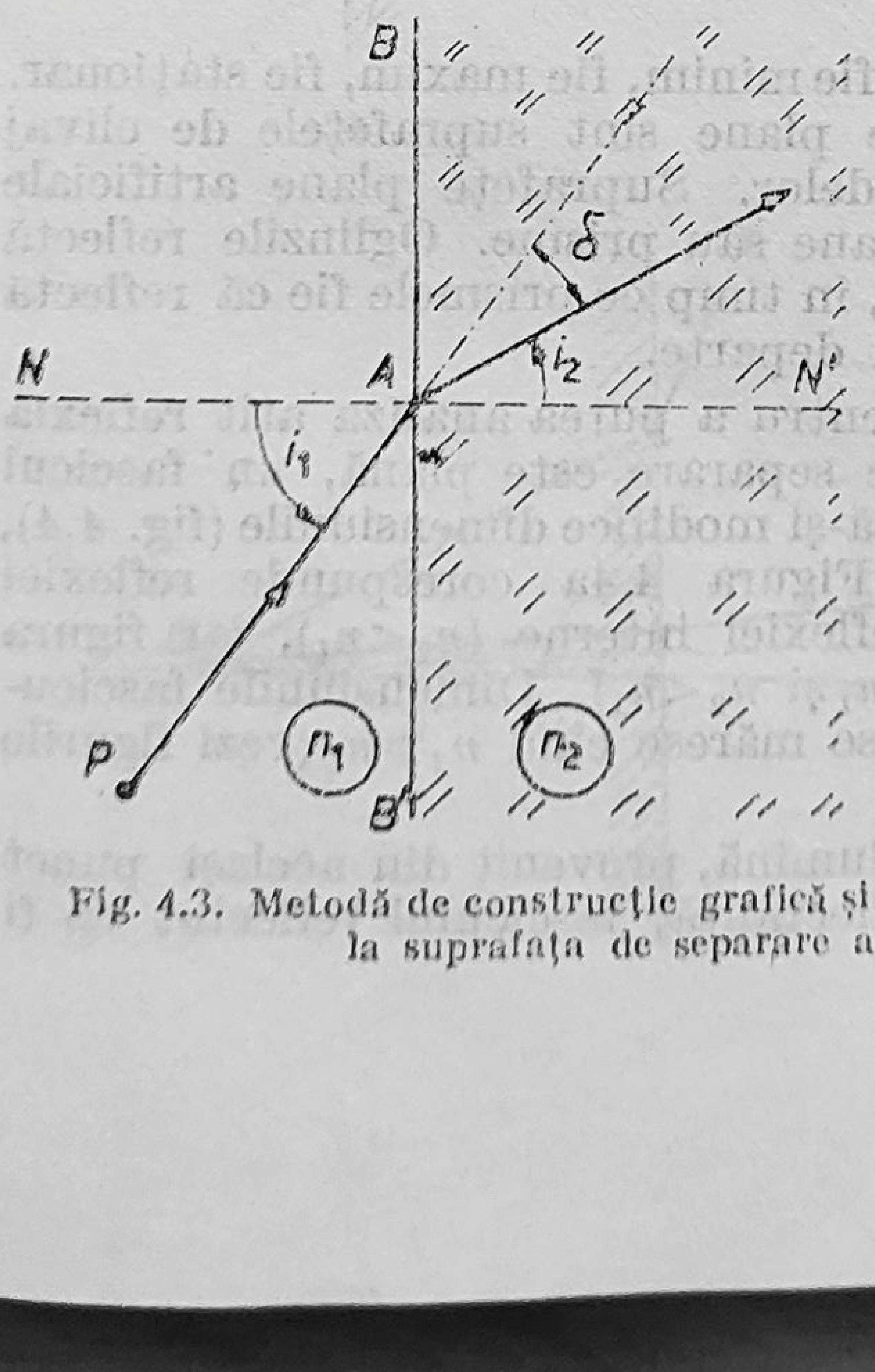
Fig. 4.2. Reprezentarea schematică a fenomenelor de reflexie și refracție care au loc la suprafața de separare a două medii transparente.

Legea reflexiei. Raza reflectată se află în planul de incidență, iar unghiul de incidență este egal cu unghiul de reflexie, deci $i_1 = i'_1$.

Legea refracției. Raza refractată se află în planul de incidență, iar raportul dintre sinusul unghiului de incidență și sinusul unghiului de refracție este o mărime constantă, deci $\sin i_1/\sin i_2 = n_2/n_1$.

Construcția grafică. Prezentăm o metodă simplă de trasare a razelor de lumină la suprafața de separare a două medii transparente, metodă care poate fi extinsă și în cazul sistemelor optice mai complicate, fiind folositoare la proiectarea instrumentelor optice.

La început se trasează limita de separare dintre cele două medii transparente pe care o vom nota cu BB' (fig. 4.3) și ducem raza incidentă PA, sub unghiul de incidență i_1. Alăturat, la o distanță convenabilă, se alege punctul O și se trasează semidreapta OR, paralelă cu PA. Considerind punctul



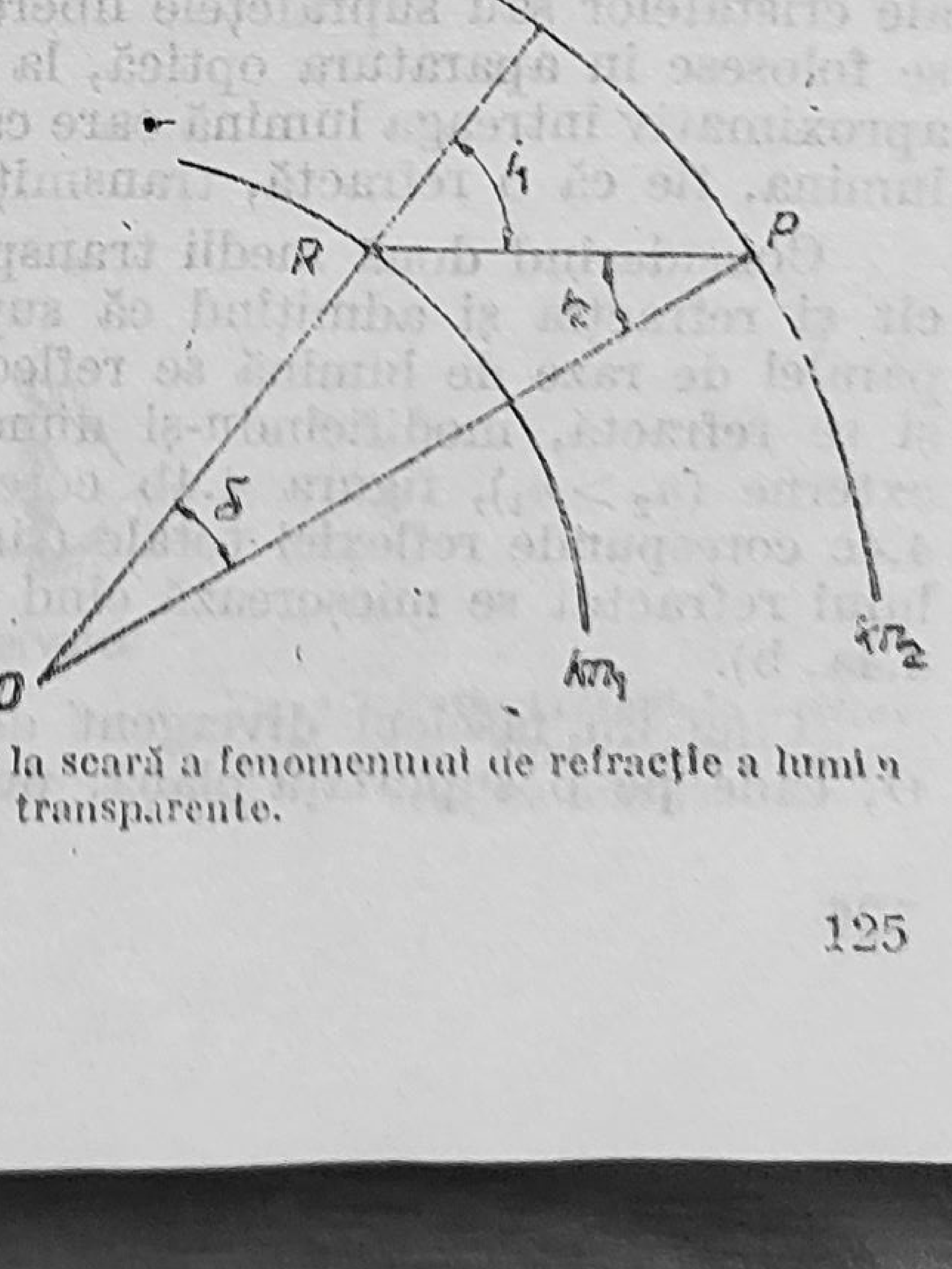


Fig. 4.3. Metodă de construcție grafică și reprezentare la scară a fenomenului de refracție a luminii la suprafața de separare a două medii transparente.

O ca origine, se trasează două sectoare de cerc cu razele proporționale cu indicii de refracție n_1 și, respectiv, n_2 (presupunem $n_2 > n_1$), constanta de proporționalitate fiind aceeași. Prin punctul R, care este intersecția semidreptei OR cu arcul de cerc n_1, se duce o paralelă la normala NN', care intersectează arcul de cerc n_2 în punctul P. Se unește punctul O cu punctul P, obținîndu-se segmentul de dreaptă OP și, apoi, prin punctul A se trasează raza refractată, AT, paralelă cu segmentul de dreaptă OP. Unghiul δ, dintre raza incidentă și raza refractată, se numește unghi de deviație și este egal cu $i_1 - i_2$.

Pentru a verifica valabilitatea construcției grafice, aplicăm teorema sinusului în triunghiul ORP, deci

$$\frac{OR}{\sin i_2} = \frac{OP}{\sin(\pi - i_1)}.$$

Deoarece $\sin(\pi - i_1) = \sin i_1$, $OR = k \cdot n_1$ și $OP = k \cdot n_2$, rezultă

$$\frac{n_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{\sin i_1}$$

care este chiar expresia legii refracției.

Principiul reversibilității. Simetria expresiilor matematice pentru legile reflexiei și refracției arată că, dacă raza reflectată sau raza refractată își schimbă sensul atunci și raza incidentă își va schimba sensul, fără altă modificare.

Drum optic. Cînd o rază de lumină străbate distanța (geometrică) d într-un mediu cu indicele de refracție n, drumul optic este dat, prin definiție, de produsul nd. Pentru mai multe medii, se obține

$$\text{drumul optic} = [d] = n_1 d_1 + n_2 d_2 + \cdots = \sum_i n_i d_i.$$

În cazul unui mediu în care indicele de refracție variază continuu, suma se transformă în integrală.

Principiul lui Fermat. Folosind conceptul de drum optic, principiul lui Fermat trebuie enunțat astfel: drumul unei raze de lumină între două puncte este astfel încît drumul optic este egal, într-o primă aproximație, cu alte drumuri adiacente celui considerat.

Definiția dată arată că drumul optic este fie minim, fie maxim, fie staționar.

A. Suprafețe plane. În natură suprafețe plane sînt suprafețele de clivaj ale cristalelor sau suprafețele libere ale lichidelor. Suprafețe plane artificiale se folosesc în aparatura optică, la oglinzi plane sau prisme. Oglinzile reflectă aproximativ întreaga lumină care cade pe ele, în timp ce prismele fie că reflectă lumina, fie că o refractă, transmițînd-o mai departe.

Considerînd două medii transparente, pentru a putea analiza atît reflexia cît și refracția și admițînd că suprafața de separare este plană, un fascicul paralel de raze de lumină se reflectă, fără să-și modifice dimensiunile (fig. 4.4), și se refractă, modificîndu-și dimensiunile. Figura 4.4a corespunde reflexiei externe ($n_2 > n_1$), figura 4.4b corespunde reflexiei interne ($n_2 < n_1$), iar figura 4.4c corespunde reflexiei totale ($\sin i_1 = n_2/n_1$ și $n_2 < n_1$). Dimensiunile fasciculului refractat se micșorează cînd $n_2 < n_1$ și se măresc cînd $n_2 > n_1$ (vezi figurile 4.4a, b).

Cînd un fascicul divergent de raze de lumină, provenit din același punct O, cade pe o suprafață plană, puternic reflectantă, fasciculul reflectat va fi

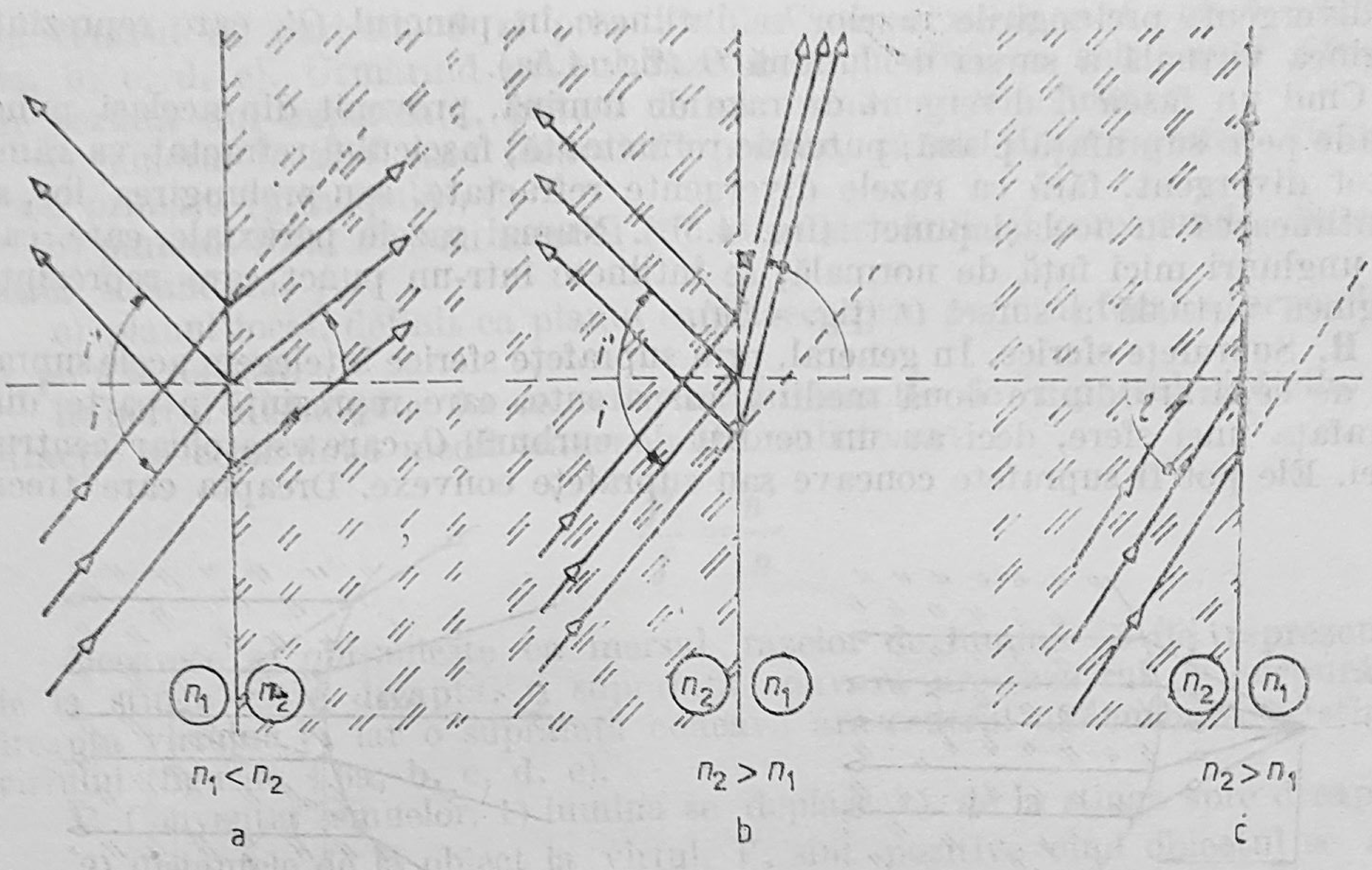
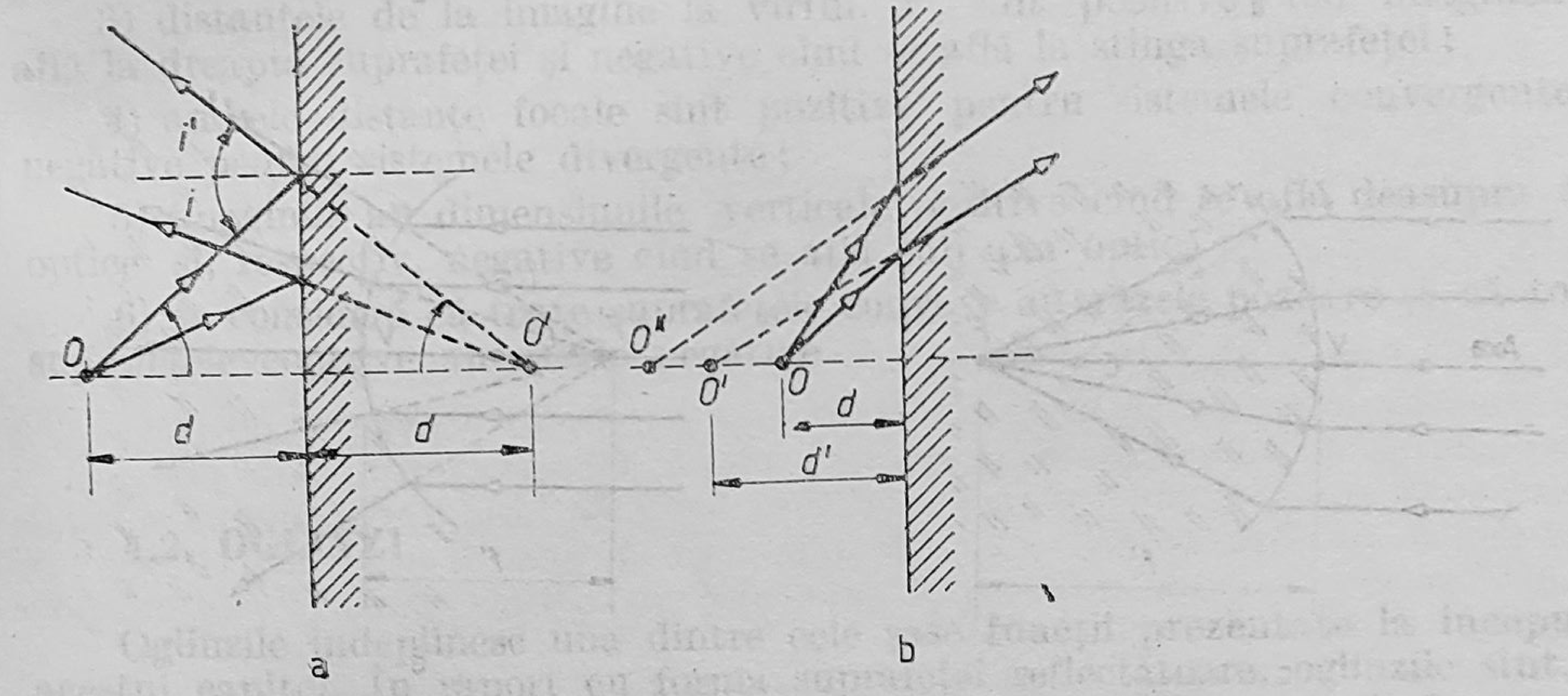


Fig. 4.4. Reflexia regulată și refracția în cazul unui fascicul paralel de lumină.



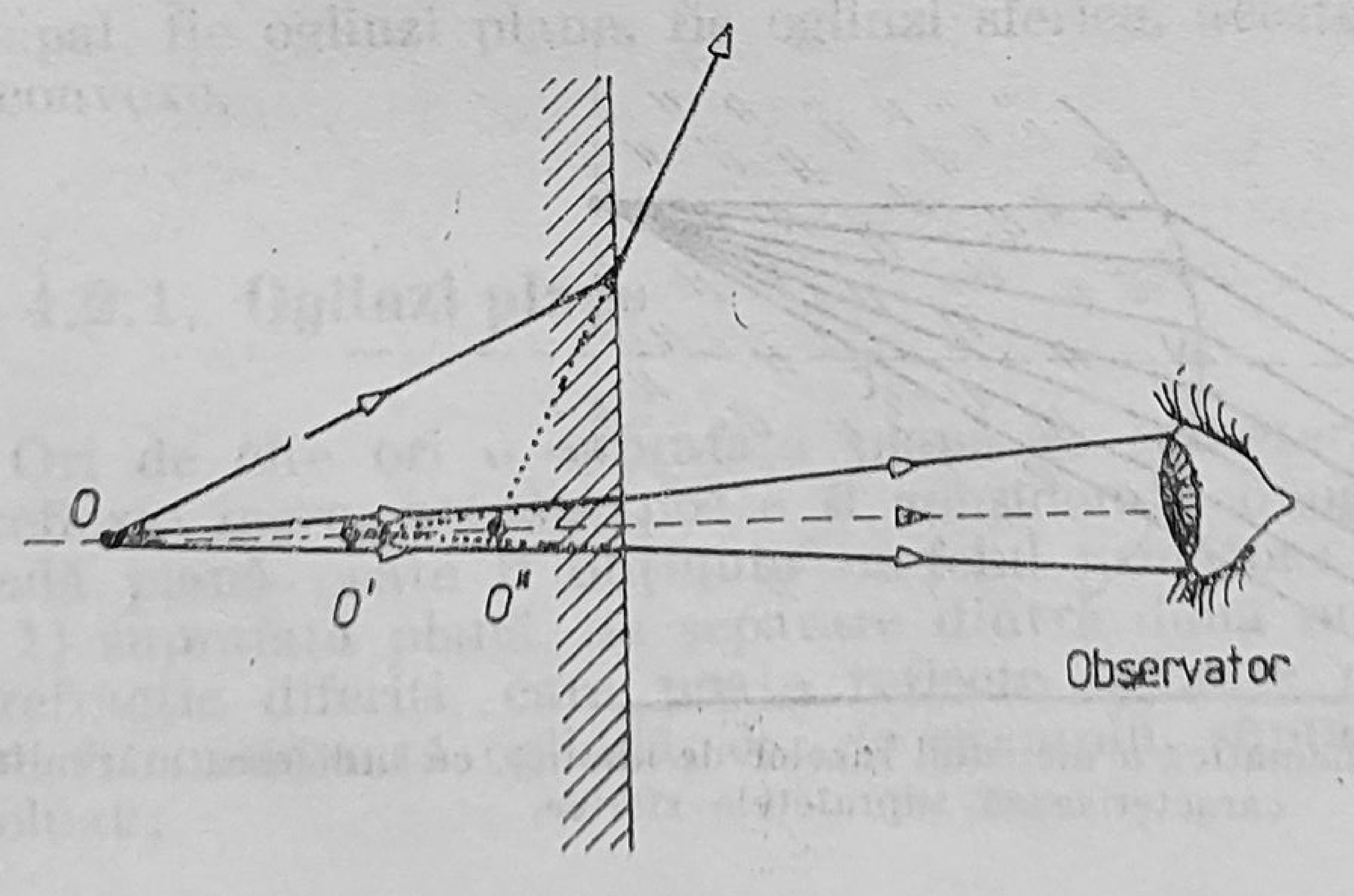


Fig. 4.5. Reflexia regulată și refracția în cazul unui fascicul divergent de lumină.

tot divergent, prelungirile razelor se întîlnesc în punctul O', care reprezintă imaginea virtuală a sursei de lumină O (fig. 4.5a).

Cînd un fascicul divergent de raze de lumină, provenit din același punct O, cade pe o suprafață plană, puternic refractantă, fasciculul refractat va rămîne tot divergent, fără ca razele divergente refractate, sau prelungirea lor, să se întîlnească în același punct (fig. 4.5b). Numai razele paraxiale, care cad sub unghiuri mici față de normală, se întîlnesc într-un punct care reprezintă imaginea virtuală a sursei O (fig. 4.5c).

B. Suprafețe sferice. În general, prin suprafețe sferice înțelegem acele suprafețe de separare dintre două medii transparente, care reprezintă o parte din suprafața unei sfere, deci au un centru de curbură C, care este chiar centrul sferei. Ele pot fi suprafețe concave sau suprafețe convexe. Dreapta care trece

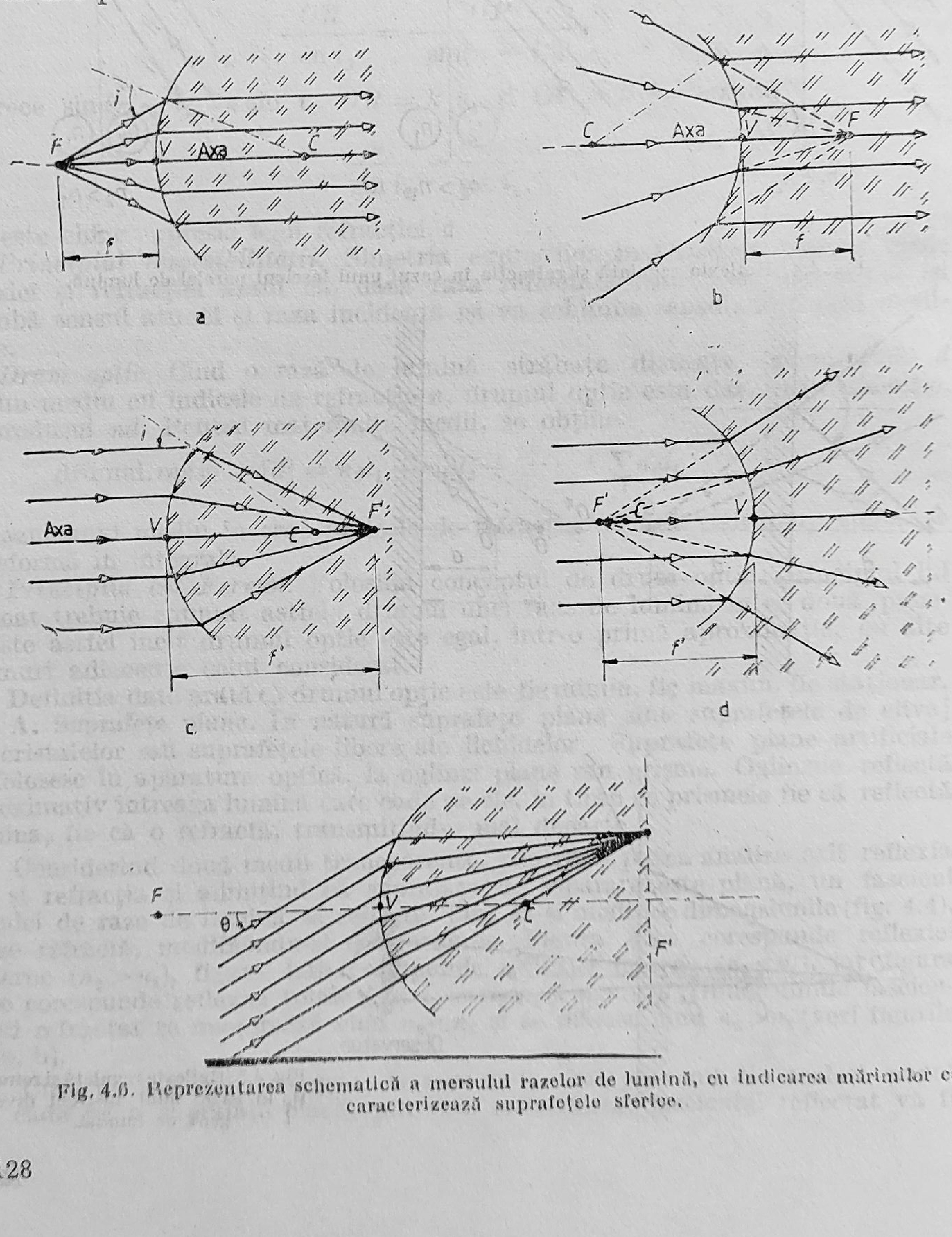


Fig. 4.6. Reprezentarea schematică a mersului razelor de lumină, cu indicarea mărimilor care caracterizează suprafețele sferice.

prin centrul de curbură C și prin vîrful V se numește *axă optică* (figurile 4.6a, b, c, d, e). Urmărind mersul razelor de lumină în cele cinci situații, care rezultă din experiență, putem defini următoarele mărimi:

a) punctul focal F (sau focarul F) primar, căruia îi corespunde distanța focală primară (principală), f;

b) punctul focal F' (sau focarul F') secundar căruia îi corespunde distanța focală secundară, f'.

c) planul focal, definit ca planul care trece prin punctul focal, perpendicular pe axa optică.

Raportul distanțelor focale se scrie, în funcție de raportul indicilor de refracție ai celor două medii transparente, sub forma

$$\frac{f'}{f} = \frac{n'}{n}$$

Deoarece se obișnuiește ca mersul razelor de lumină să fie reprezentat de la stînga către dreapta, o suprafață convexă are centrul de curbură la dreapta vîrfului V, iar o suprafață concavă are centrul de curbură la stînga vîrfului (figurile 4.6a, b, c, d, e).

C. Convenția semnelor. 1) lumina se deplasează de la stînga spre dreapta;

2) distanțele de la obiect la vîrful, V, sînt pozitive cînd obiectul se află la stînga suprafeței și negative cînd se află la dreapta suprafeței;

3) distanțele de la imagine la vîrful, V, sînt pozitive cînd imaginea se află la dreapta suprafeței și negative cînd se află la stînga suprafeței;

4) ambele distanțe focale sînt pozitive pentru sistemele convergente și negative pentru sistemele divergente;

5) imaginile au dimensiunile verticale pozitive cînd se află deasupra axe optice și, respectiv, negative cînd se află sub axa optică;

6) se consideră că toate suprafețele convexe au razele pozitive și că toate suprafețele concave au razele negative.

4.2. OGLINZI

Oglinzile îndeplinesc una dintre cele șase funcții prezentate la începutul acestui capitol. În raport cu forma suprafeței reflectătoare, oglinzile sînt, în principal, fie oglinzi plane, fie oglinzi sferice, acestea din urmă fiind concave sau convexe.

4.2.1. Oglinzi plane

Ori de cîte ori o suprafață plană se caracterizează printr-un coeficient de reflexie mare, aceasta poate fi considerată o oglindă plană. În general, o oglindă plană poate fi obținută în felul următor:

1) suprafața plană, de separare dintre două medii transparente cu indici de refracție diferiți, care poate reflecta o mare parte din lumina incidentă, poate fi considerată oglindă, ca, de exemplu, suprafața apei unui lac liniștit, nepoluat;

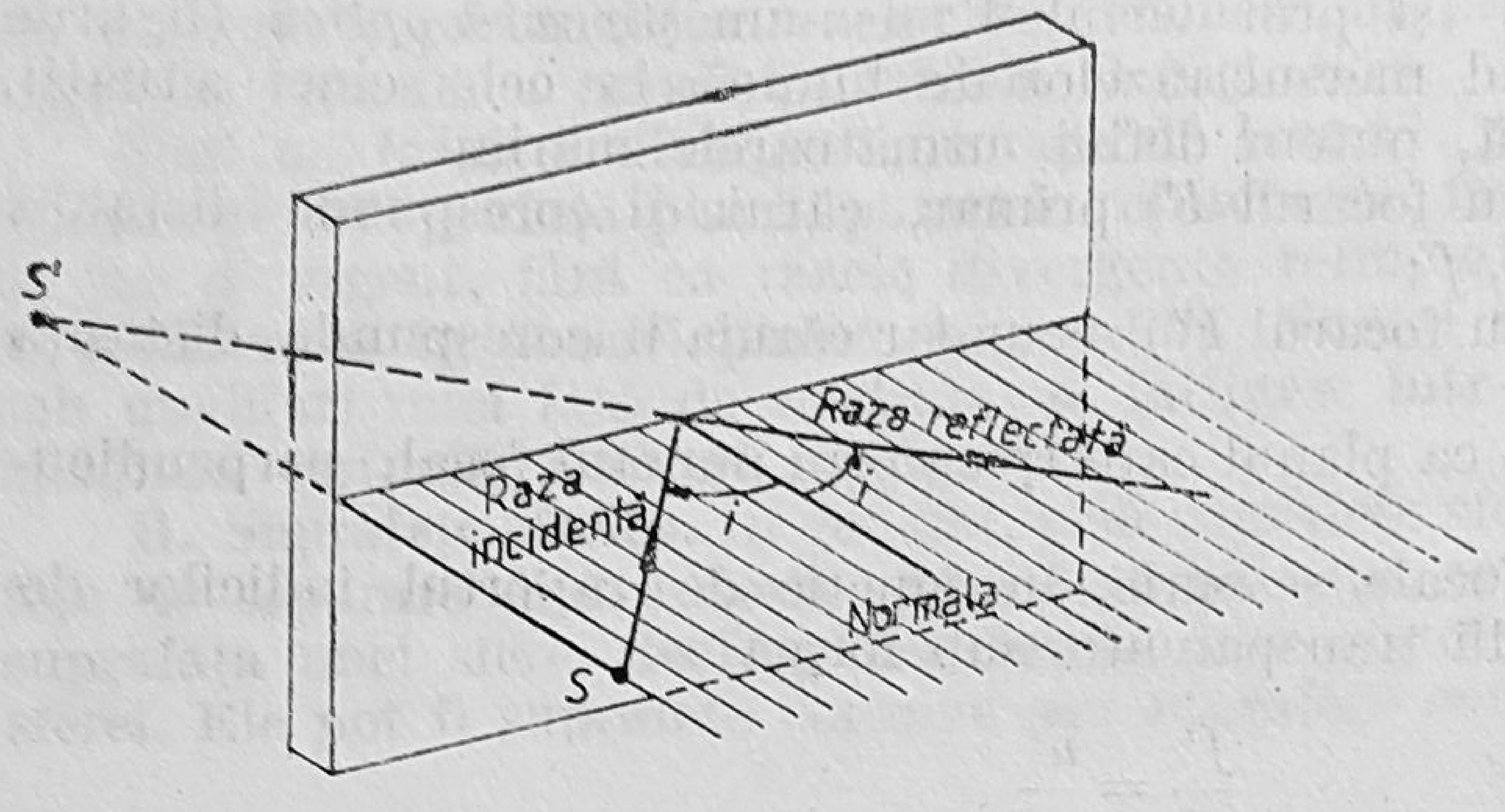


Fig. 4.7. Reflexia regulată a luminii pe suprafața unei oglinzi plane.

2) folosind un suport transparent, cu suprafețe plan-paralele și de grosime convenabilă, pe care se depune, pe una dintre cele două fețe ale suportului un strat reflectător;

3) folosind un suport netransparent, cu fețele plan-paralele (sau numai o suprafață plană), suprafața plană fiind foarte bine șlefuită astfel încît să reflecte uniform lumina incidentă.

Oglinzile semitransparente sînt acele oglinzi care reflectă numai o parte din lumina incidentă, cealaltă parte fiind transmisă. Deoarece ele s-au obținut în special prin semiargintarea suprafeței suportului transparent de la punctul 2, ele sînt cunoscute și sub denumirea de oglinzi semiargintate și se folosesc pentru divizarea fasciculelor de lumină (divizor de fascicul).

Cea mai simplă problemă care implică oglinzile plane reflectătoare este arătată în figura 4.7. Folosindu-ne de legea reflexiei, observăm că imaginea (virtuală a) sursei de lumină S este S'. Întrebările care se pot pune sînt:

1. Cum trebuie orientată oglinda plană pentru ca observatorul să poată vedea imaginea S'?

2. Cît de mare trebuie să fie oglinda plană pentru ca observatorul să poată vedea imaginea S'.

3. Care este poziția și orientarea imaginii față de obiect?

Răspunsurile pot fi date folosind reprezentările grafice pentru mersul razelor de lumină. În cazuri mai complicate trebuie folosite metodele matematice.

În figura 4.8 se arată mersul razelor de lumină, provenite de la o sursă punctiformă S, reflectate de o oglindă plană. Observatorul, care privește în reflexie, va observa sursa S în punctul S', locul de formare a imaginii virtuale a sursei S, la distanța $IS' = SI$. De remarcat că poziția imaginii (virtuale) S' se află pe perpendiculara dusă din punctul S pe oglinda plană și este independentă de poziția observatorului.

Dacă sursa de lumină sau obiectul care trebuie observat au o anumită lungime, AB (fig. 4.9), imaginea dată de oglinda plană va fi $A'B'$. Un observator aflat în punctul O poate vedea imaginea folosind numai porțiunea de oglindă trasată cu linie mai groasă. De remarcat că dacă observatorul privește în reflexie, punctul B' se va afla la stînga punctului A'. Dacă însă observatorul privește direct obiectul, punctul B se află la dreapta punctului A. Concluzia este că imaginea dată de oglinda plană este orientată stînga. Totdeauna imaginea care apare într-o singură reflexie este orientată stînga. Asupra acestui punct de vedere apare o anumită confuzie, care provine din faptul că se neglijează a se avea în vedere că imaginea și obiectul trebuie totdeauna văzute din aceeași parte. În exemplul dat în figura 4.9, observatorul se poate afla deasupra obiectului AB, într-un punct O', și atunci el vede atît obiectul AB cît și imaginea $A'B'$ orientate la fel, însă în acest caz obiectul este văzut din spate în timp ce imaginea este văzută din față. Să considerăm cuvîntul RAR care, dacă poate

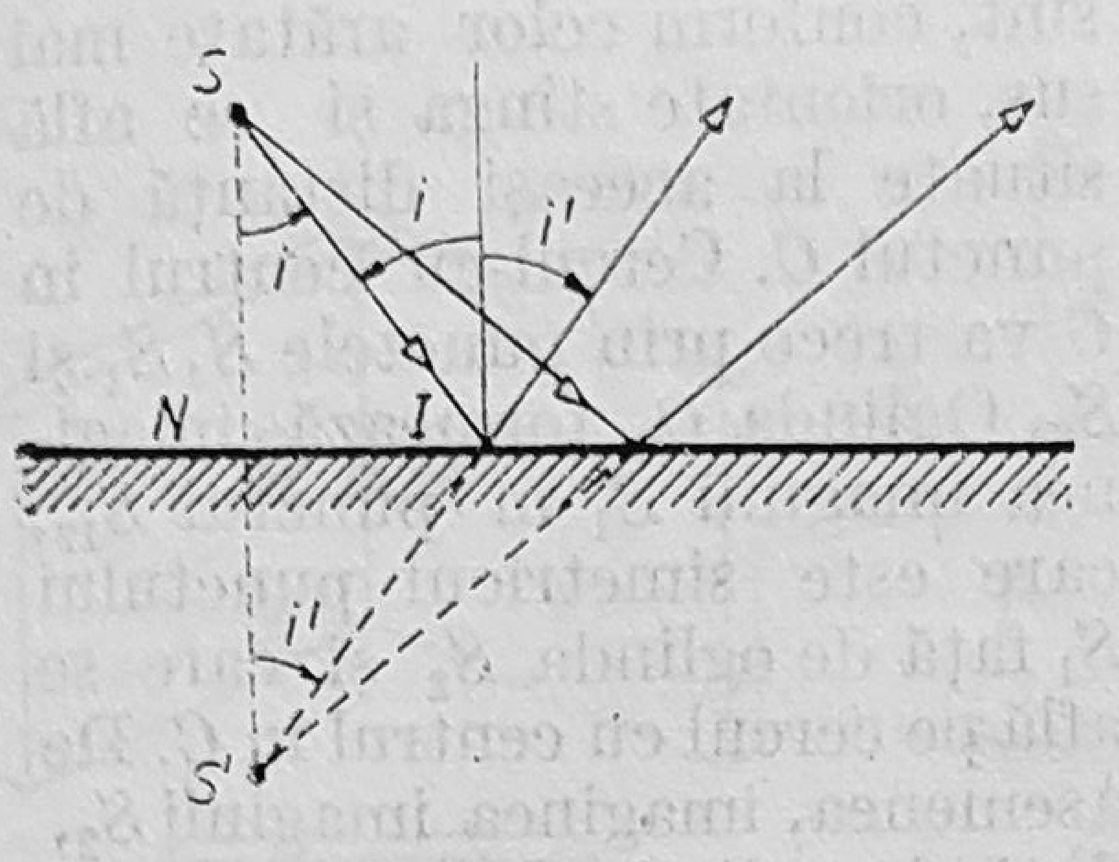


Fig. 4.8. Modul de obținere a imaginii unui obiect luminos punctiform într-o oglindă plană.

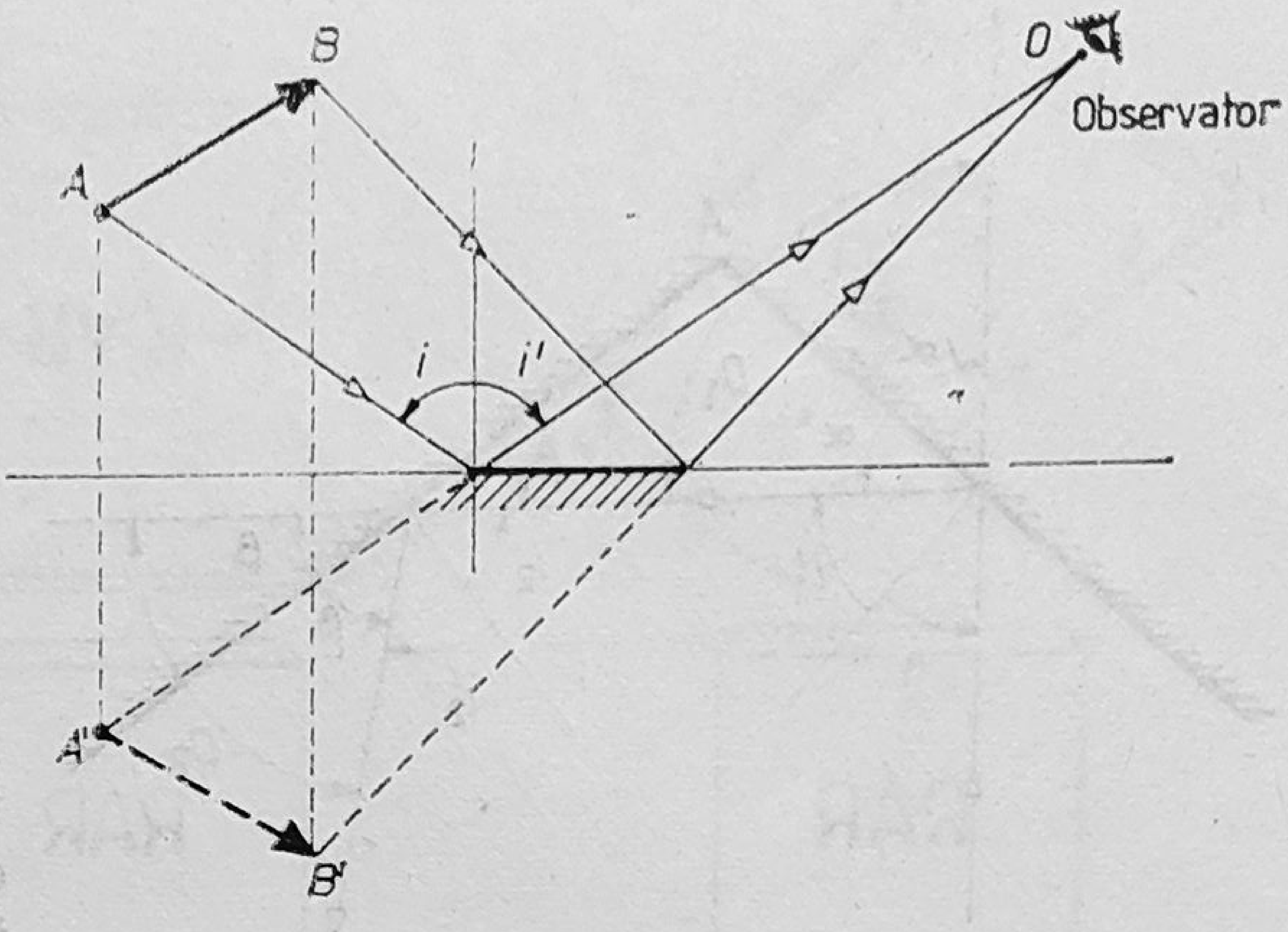


Fig. 4.9. Modul de obținere a imaginii unui obiect luminos liniar într-o oglindă plană.

fi citit îl considerăm orientat dreapta, iar dacă nu poate fi citit îl considerăm orientat stînga. De exemplu, oricare din scrierile

RAR sau RAR sau ꓤ∀ꓤ

sînt orientate dreapta, pentru că, poziționînd pagina într-un anumit fel, cuvîntul poate fi citit. Imaginea cuvîntului RAR, orientat dreapta, dată de o oglindă plană va fi ЯAЯ, și este orientată stînga, deoarece, oricum am întoarce pagina, cuvîntul nu poate fi citit. Acest lucru este ilustrat în figura 4.10.

Folosind metoda grafică, putem reprezenta și imaginea unui obiect punctiform receptată prin intermediul a două oglinzi plane, în planul perpendicular pe dreapta de intersecție a celor două oglinzi (fig. 4.11). Imaginea obiectului punctiform, S, în oglinda O_1 este S_1, iar imaginea obiectului punctiform în oglinda O_2 este S_2, cele trei puncte S, S_1 și S_2 aflîndu-se în același plan. Imaginile S_1 și S_2

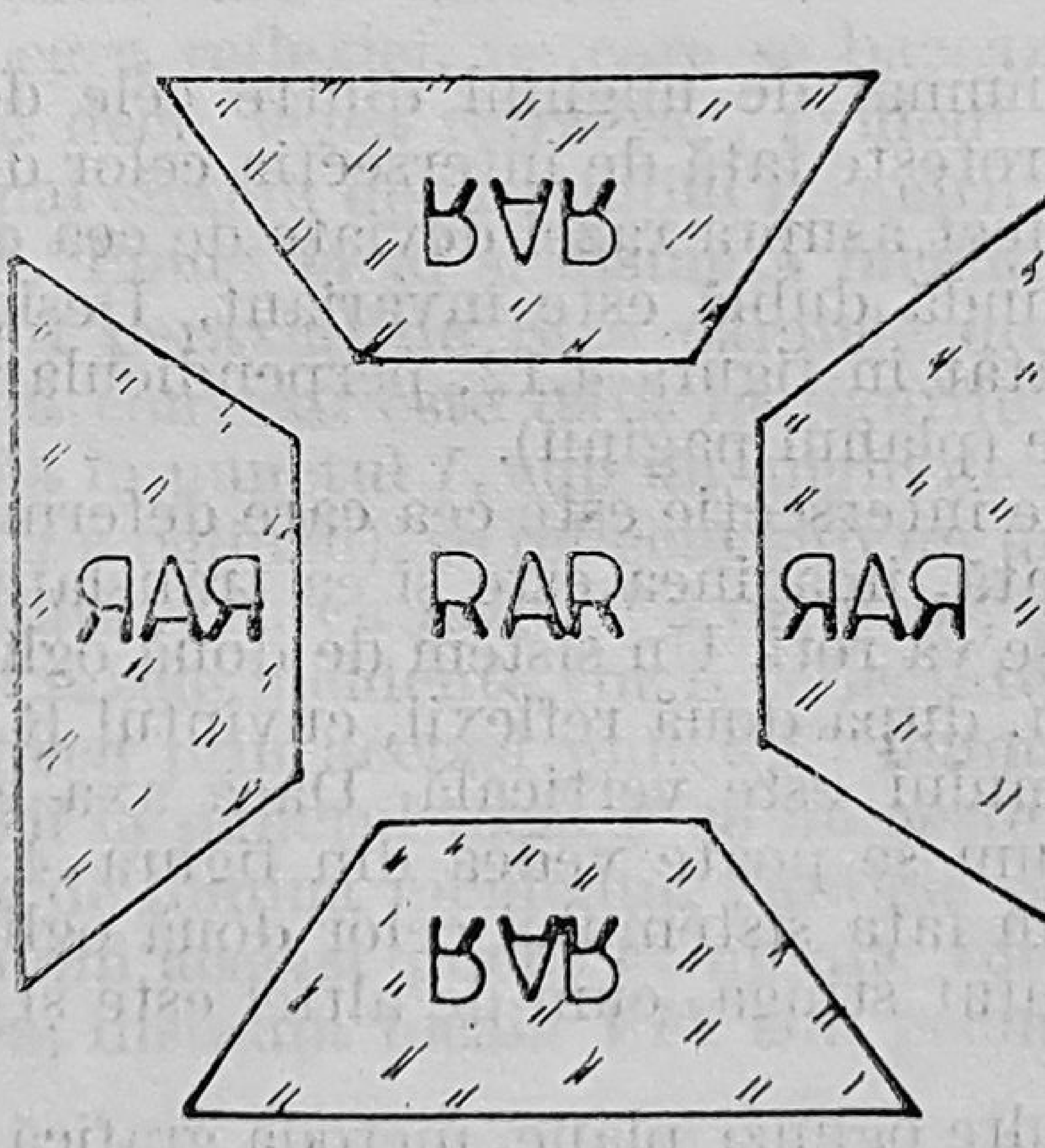


Fig. 4.10. Imaginile orientate stînga, ale cuvîntului RAR, așa cum apar în oglinzile plane.

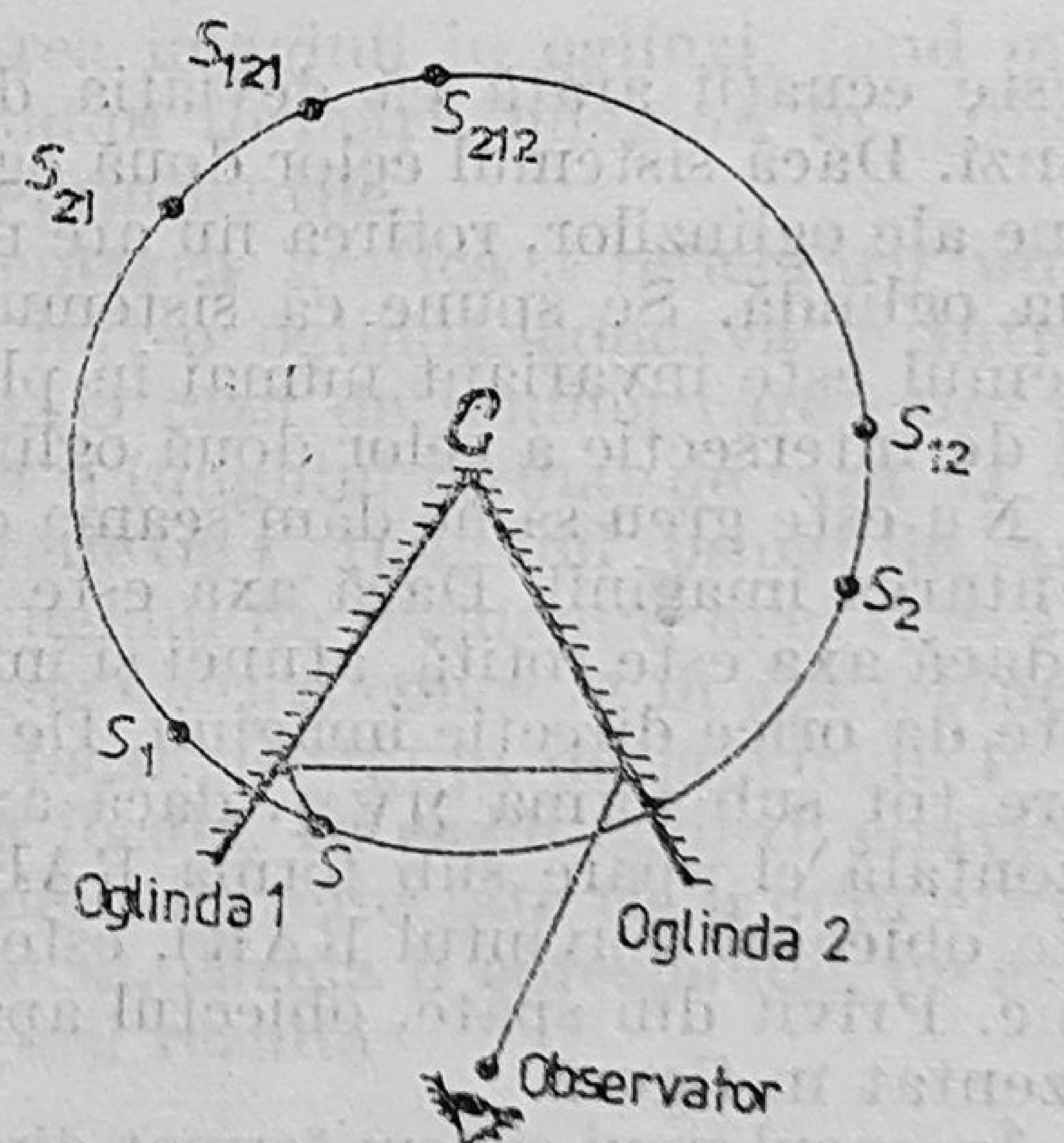


Fig. 4.11. Imaginile unui obiect luminos punctiform într-un sistem de două oglinzi plane.

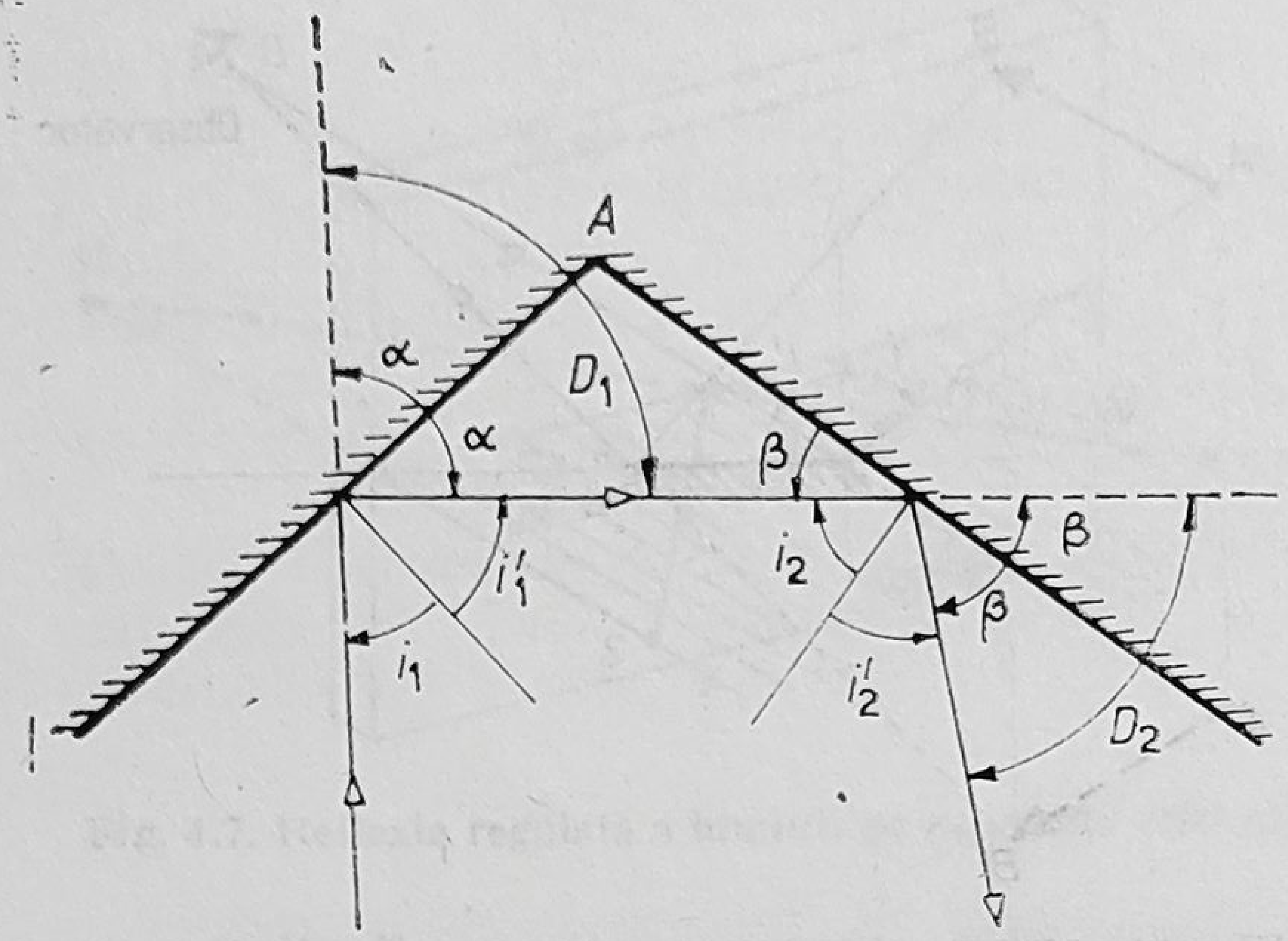


Fig. 4.12. Deviaţia razei incidente într-un sistem de două oglinzi plane.

sînt, conform celor arătate mai sus, orientate stînga şi se află situate la aceeaşi distanţă de punctul C. Cercul cu centrul în C va trece prin punctele S, S_1 şi S_2. Oglinda O_2 formează imaginea imaginii S_1 în punctul S_{12}, care este simetricul punctului S_1 faţă de oglinda S_2 şi care se află pe cercul cu centrul în C. De asemenea, imaginea imaginii S_2, dată de oglinda O_1 se formează în punctul S_{21}, care este simetricul punctului S_2 în raport cu oglinda O_1. Similar se formează imaginile S_{121} şi S_{212}. Imaginile formate după un număr impar de reflexii sînt orientate stînga, în timp ce imaginile formate după un număr par de reflexii sînt orientate dreapta, la fel ca şi obiectul.

Mersul razelor de lumină reflectate pe o singură oglindă plană rezultă imediat din folosirea legii reflexiei. În cazul unui sistem de două oglinzi plane, mersul razelor de lumină este arătat în figura 4.12. După prima reflexie unghiul de deviaţie este $D_1 = 2\alpha$, iar după a doua reflexie unghiul de deviaţie este $D_2 = 2\beta$, deci unghiul total de deviaţie este

$$D = D_1 + D_2 = 2\alpha + 2\beta = 360° - 2A, \tag{4.1}$$

A fiind unghiul format de planele celor două oglinzi. Relaţia (4.1) mai poate fi scrisă şi sub forma

$$A = 180° - D/2$$

sau

$$A = D/2.$$

Aceste ecuaţii arată că deviaţia depinde numai de unghiul dintre cele două oglinzi. Dacă sistemul celor două oglinzi se roteşte faţă de intersecţia celor două plane ale oglinzilor, rotirea nu are nici un efect asupra razei deviate de cea de-a doua oglindă. Se spune că sistemul de oglindă dublă este invariant. Desigur, sistemul este invariant numai în planul arătat în figura 4.12, perpendicular pe axa de intersecţie a celor două oglinzi plane (planul paginii).

Nu este greu să ne dăm seama că axa de intersecţie este cea care determină orientarea imaginii. Dacă axa este translatată, imaginea este şi ea translatată, iar dacă axa este rotită, atunci şi imaginea se va roti. Un sistem de două oglinzi poate da orice direcţie imaginii. De exemplu, după două reflexii, cuvîntul RAR apare tot sub forma ꓤⱯꓤ, dacă axa sistemului este verticală. Dacă axa este orizontală el apare sub forma RAR, aşa cum se poate vedea din figura 4.13, unde obiectul (cuvîntul RAR), este plasat în faţa sistemului celor două oglinzi plane. Privit din spate, obiectul apare orientat stînga, cum de altfel este şi reprezentat în figură.

În cazul unui sistem format din mai multe oglinzi plane, metoda grafică de construcţie a imaginilor devine improprie, impunîndu-se folosirea metodelor matematice de calcul.

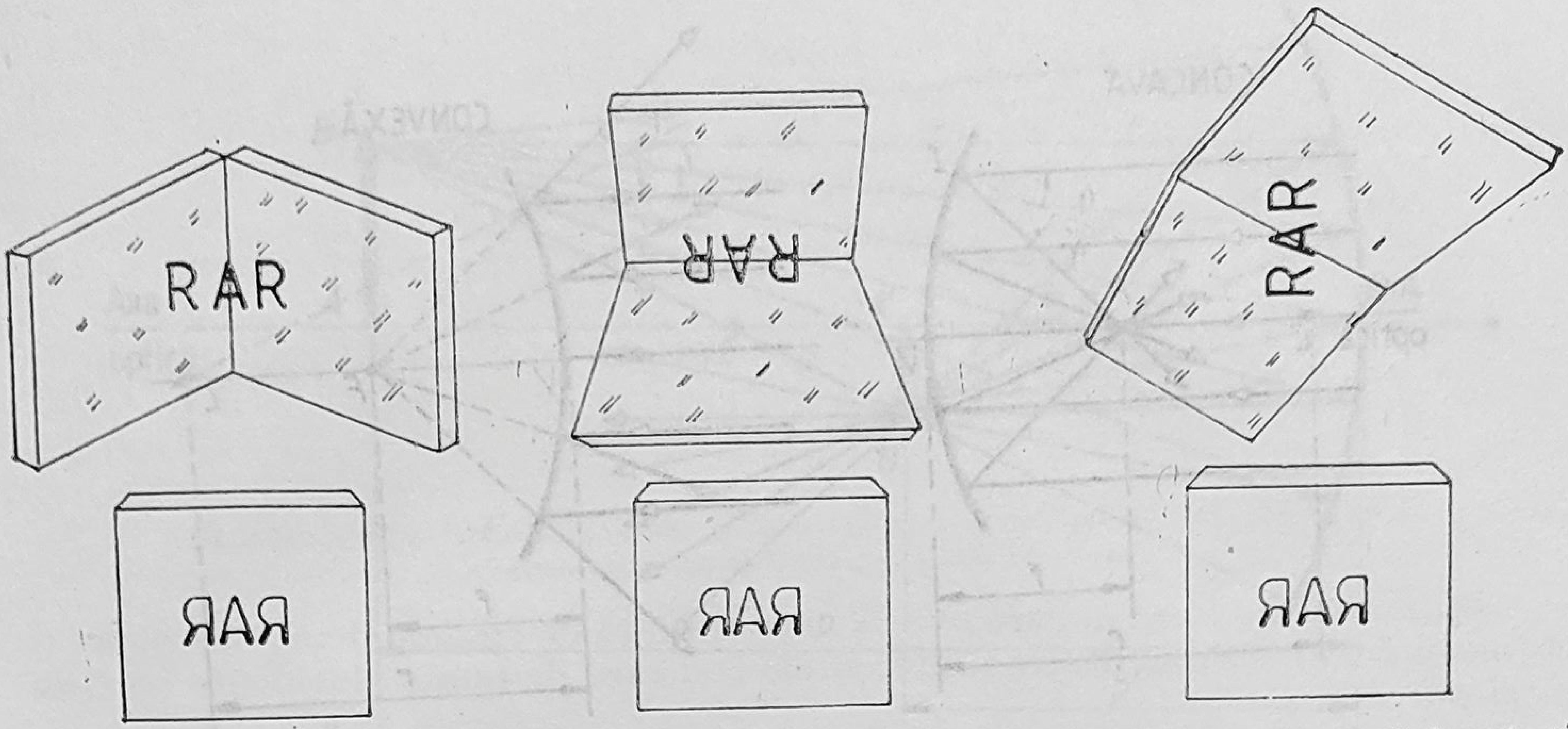


Fig. 4.13. Imaginea unui obiect, dată de un sistem de două oglinzi plane, este orientată dreapta și depinde de poziția axei de intersecție a celor două oglinzi.

4.2.2. Oglinzi sferice

Cînd suprafața reflectătoare a unei oglinzi este o suprafață sferică, oglinzile se numesc oglinzi sferice. Ele se obțin asemănător oglinzilor plane, ținînd însă seama de forma diferită a suprafeței. Cum vom vedea mai departe, proprietățile de formare a imaginii de către o suprafață sferică reflectătoare sînt similare celor ale unei lentile subțiri sau ale unei suprafețe care refractă lumina.

Din anumite puncte de vedere, imaginea dată de o oglindă sferică este superioară imaginii dată de o lentilă, în special dacă se au în vedere efectele cromatice datorate dispersiei luminii albe. Oglinzile sferice pot înlocui lentilele în unele sisteme optice. Ele se utilizează în măsură mai mică decît lentilele, din cauza aberațiilor care le însoțesc.

Legea reflexiei, pe care se bazează formarea imaginii în oglinzi, fiind mai simplă decît legea refracției, evident că și studiul formării imaginii în oglinzi este mai simplu decît studiul formării imaginii prin lentile.

A. Punct focal și distanță focală. Reprezentarea grafică a reflectării unui fascicul paraxial de raze paralele de lumină într-o oglindă concavă și într-o oglindă convexă este dată în figurile 4.14a, b. O rază de lumină care cade pe oglindă în punctul I, sub un unghi de incidență i_1 (unghiul format de raza SI cu raza CI a oglinzii), se reflectă sub un unghi de reflexie i'_1 (unghiul format de raza reflectată, IF, cu raza CI a oglinzii), egal cu unghiul de incidență, deci $i_1 = i'_1$. Toate razele incidente vor fi reflectate de oglinda sferică concavă în așa fel încît vor trece prin același punct F, numit punct focal. Distanța de la vîrful V al oglinzii la punctul focal F se numește distanță focală. În cazul oglinzii convexe razele de lumină incidentă, paralele și paraxiale, sînt reflectate ca și cum ele ar porni din același punct F, numit, tot punct focal, căruia îi corespunde, de asemenea, distanța focală VF. Din geometria figurii rezultă

$$FV = \frac{1}{2}\,CV \text{ sau } f = -\frac{1}{2}r, \qquad (4.2)$$

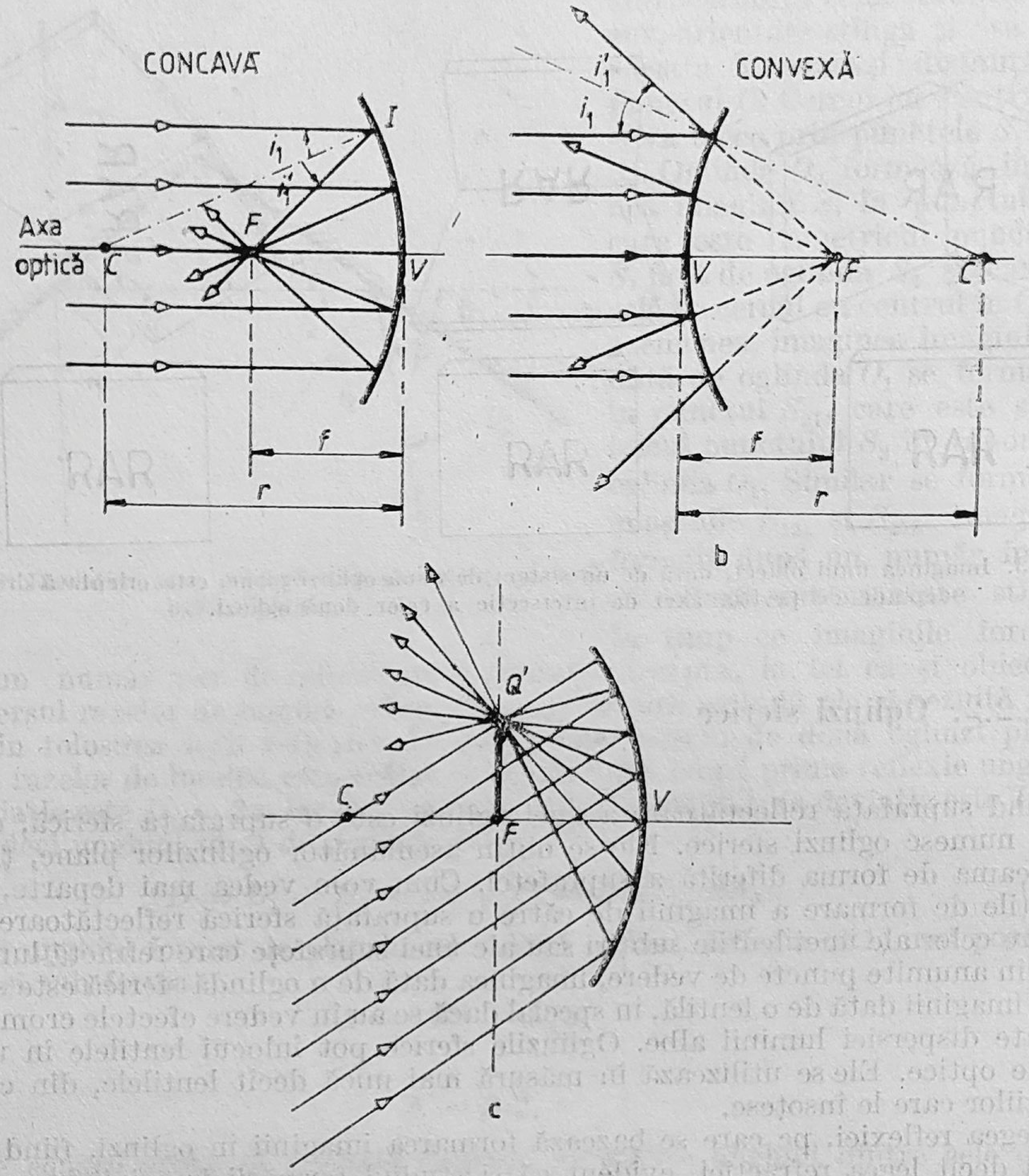


Fig. 4.14. Modul de propagare a unui fascicul paralel de lumină în cazul oglinzilor sferice; a, b - punctul focal primar și punctul focal secundar ale oglinzilor sferice coincid, c — razele de lumină incidente, paralele și înclinate față de axa optică a oglinzii concave se reflectă, strîngîndu-se în planul focal.

ceea ce înseamnă că distanța focală este egală cu jumătate din raza de curbură a oglinzii sferice (raza sferei). Semnul negativ este dat de convenția făcută asupra modului cum se consideră mersul razelor de lumină și distanțele implicate. Conform convenției de semne, raza de curbură este negativă la oglinda concavă, pentru a obține o valoare pozitivă a distanței focale a oglinzii concave (prin analogie cu lentilele convergente). Distanța focală a unei oglinzi convexe va fi negativă, raza de curbură fiind pozitivă (prin analogie cu lentilele divergențe).

Planul perpendicular pe axa de simetrie a oglinzii, în punctul focal F, se numește plan focal (v. figura 4.14c). Proprietățile sale sînt similare celor din cazul planului focal al lentilelor. Un fascicul de raze paralele, care formează un unghi mic cu axa optică, va fi reflectat de oglinda concavă, astfel încît toate razele reflectate se vor strînge în același punct Q' aflat în planul focal, la

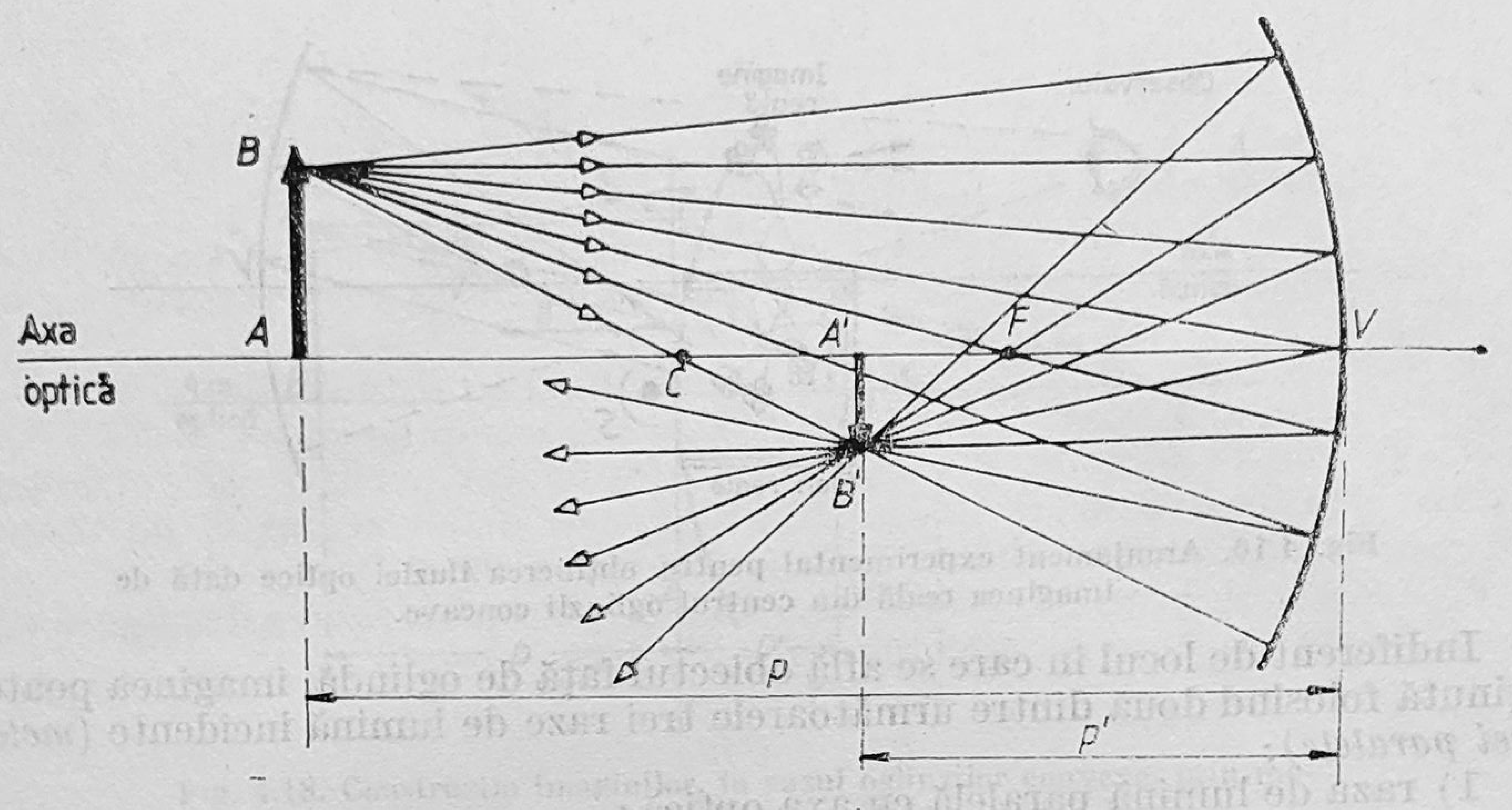


Fig. 4.15. Formarea imaginilor reale de către oglinzile concave.

ntersecţia razei incidente, care trece prin centrul C cu perpendiculara pe axa optică, în punctul focal F.

B. Construcţii grafice. Fie un obiect AB, situat faţă de oglinda concavă dincolo de centrul C. Dacă obiectul s-ar fi aflat la infinit, imaginea sa s-ar fi format în focarul F (v. figura 4.14a). Deoarece distanţa $p = VA$ este finită, imaginea obiectului AB se va forma între focarul F şi centrul C, aşa cum se vede din figura 4.15. Dacă obiectul AB se apropie de centrul C, atunci şi imaginea sa, $A'B'$, se va apropia de centrul C, ceea ce înseamnă că dacă p scade, distanţa p' de la imagine la oglindă, egală cu $A'V$, va creşte. În acest caz dimensiunile imaginii sînt mai mici decît dimensiunile obiectului, deci $\frac{A'B'}{AB} < 1$. Cînd obiectul se află în punctul C (perpendicular pe axă, aşa cum am considerat în toate cazurile analizate), imaginea se va forma tot în punctul C şi va fi egală cu obiectul, deci $\frac{A'B'}{AB} = 1$, pentru $p = p'$. Corelaţiile obiect-imagine, pentru cazul în care obiectul se află între C şi F rezultă imediat, folosind principiul reversibilităţii razelor de lumină, ceea ce înseamnă că imaginea se va forma între C şi ∞ şi va fi mai mare decît obiectul. Pentru un obiect aflat între ∞ şi F, imaginea dată de oglinda concavă este reală.

Observaţia că imaginea unui obiect aflat în centrul C se formează tot în C şi este egală cu obiectul, dar răsturnată, permite realizarea următoarei experienţe. Folosind o oglindă concavă mare, se aşează un buchet cu flori, plasat într-o cutie, perpendicular pe axa optică a oglinzii, în punctul C, răsturnat. Se iluminează buchetul cu flori cu ajutorul unei surse de lumină S (fig. 4.16). Un observator O va vedea imaginea buchetului de flori, dată de oglindă, fără a putea face deosebirea între imagine şi observarea directă a buchetului de flori plasat în locul imaginii. Aşa cum se arată în figură, razele de lumină diverg din punctele imaginii ca şi cum acolo s-ar afla chiar obiectul.

Cînd obiectul se află între focarul F şi oglindă, imaginea este virtuală. Spre deosebire de imaginea reală, care se formează la intersecţia razelor de lumină reflectate, imaginea virtuală se formează în spatele oglinzii, pe prelungirea razelor reflectate.

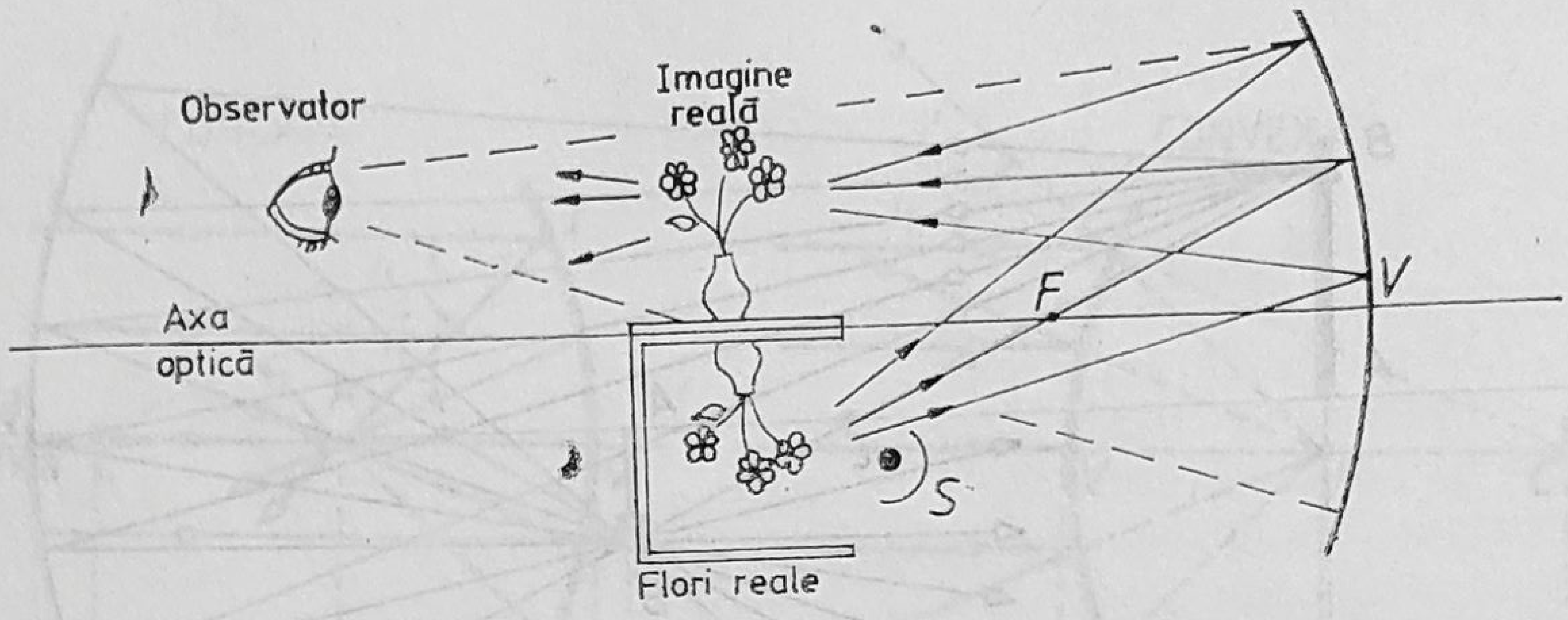


Fig. 4.16. Aranjament experimental pentru obţinerea iluziei optice dată de imaginea reală din centrul oglinzii concave.

Indiferent de locul în care se află obiectul faţă de oglindă, imaginea poate fi obţinută folosind două dintre următoarele trei raze de lumină incidente (*metoda razei paralele*);

1) raza de lumină paralelă cu axa optică ;
2) raza de lumină care trece prin centrul C ;
3) raza de lumină care trece prin focarul F.

Prin reflexie, aceste raze de lumină determină următoarele trei raze de lumină reflectate :

1′) raza de lumină reflectată prin focarul F ;
2′) raza de lumină reflectată prin centrul C ;
3′) raza de lumină reflectată paralel cu axa optică.

Construcţia grafică, bazată pe folosirea acestor raze, trebuie să ţină seama de următoarele două observaţii :

a) reflexia se face pe planul tangent la oglindă, în vîrful V ;
b) razele reflectate pot să nu treacă prin focar sau prin centrul C, însă prelungirile lor trebuie să treacă prin aceste puncte, cum este cazul oglinzilor convexe.

Folosirea acestei metode, pentru construcţia grafică a imaginilor, este arătată în figura 4.17 pentru oglinzile concave şi în figura 4.18 pentru oglinzile convexe. Toate cele trei raze reflectate sau prelungirile lor (reprezentate punctat) se întîlnesc în acelaşi punct A′.

În afară de metoda razei paralele, prezentată mai înainte, mai poate fi folosită şi *metoda razei oblice*, prezentată schematic în figura 4.19, în care V este

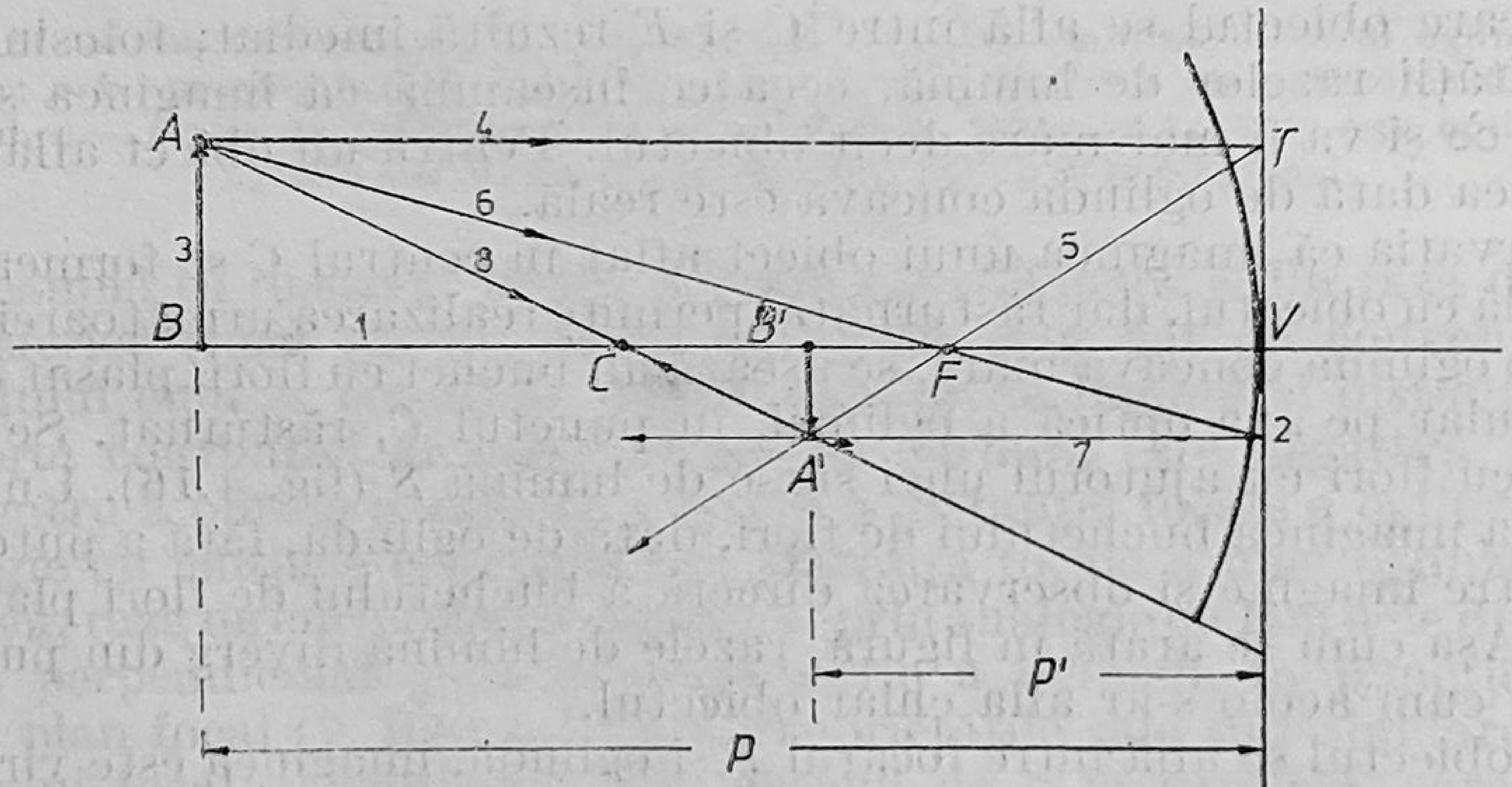


Fig. 4.17. Construcţia imaginilor, în cazul oglinzilor concave, prin metoda razei paralele.

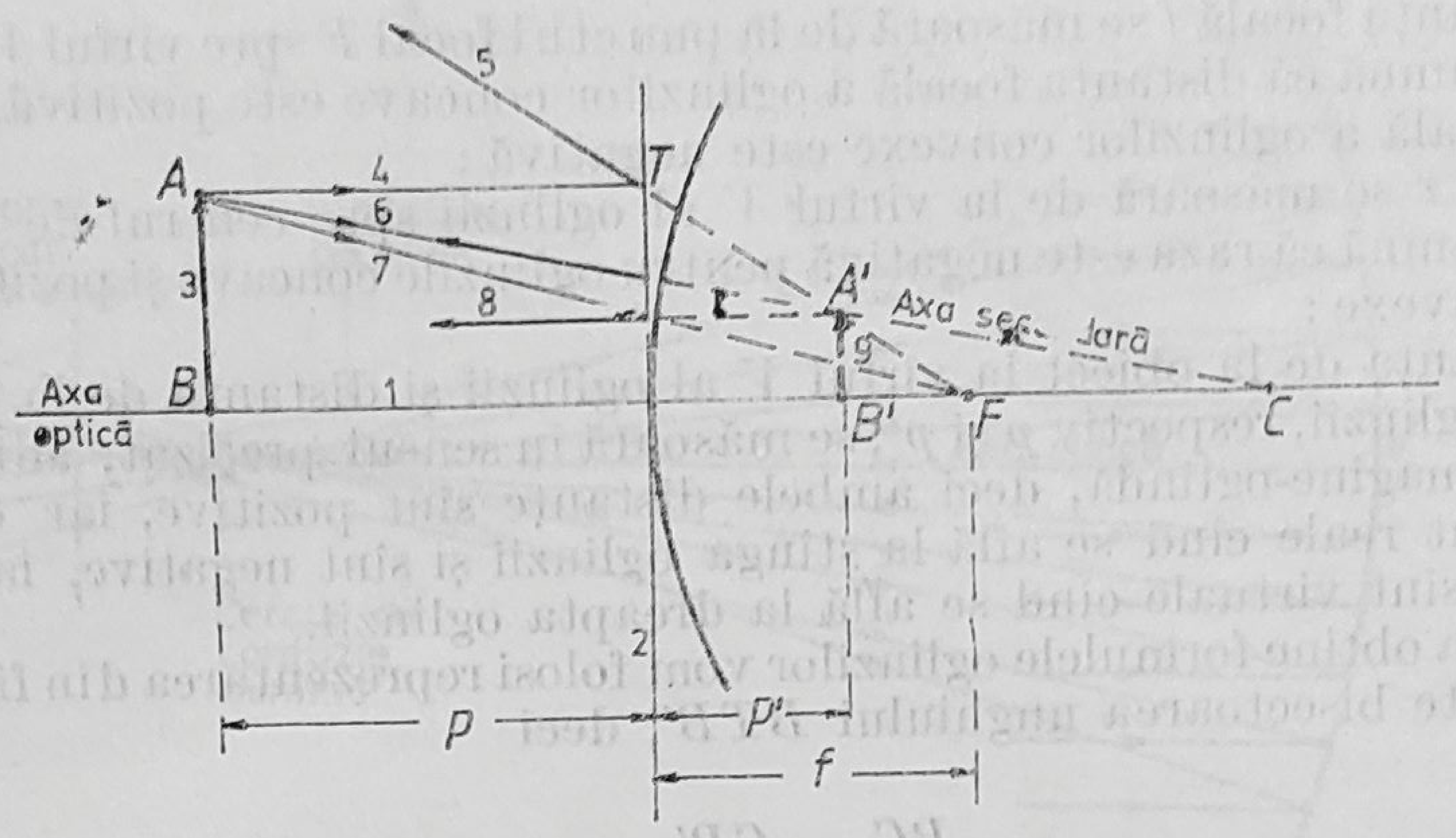


Fig. 4.18. Construcția imaginilor, în cazul oglinzilor convexe, prin metoda razei paralele.

vîrful oglinzii concave, F este punctul focal, C este centrul oglinzii, iar B este poziția obiectului față de oglindă. Se duce raza BT (se consideră planul tangent), sub unghiul de incidență i_1. Prin punctul focal F se duce punctat raza FA, paralelă cu raza BT, iar prin punctul A se duce paralela la axa optică a oglinzii, care intersectează planul focal în punctul F'. Dreapta dusă prin punctele T și F' va intersecta axa optică în punctul B', care este chiar poziția imaginii față de oglindă. Punctul F' mai putea fi obținut ducînd prin centrul C o rază paralelă cu raza oblică BT. Motivul pentru care reflexiile razelor BT, FA și CD se întîlnesc în F' este că ele sînt raze paralele care se reflectă, întîlnindu-se în planul focal.

C. Formulele oglinzilor sferice. Pentru a putea folosi rezultatele care se obțin în cazul suprafețelor sferice, cu cît mai puține schimbări, vom face următoarea convenție de semne :

1) razele de lumină incidente se deplasează de la stînga spre dreapta, iar razele de lumină reflectate se deplasează de la dreapta spre stînga ;

2) distanțele măsurate de la stînga spre dreapta sînt pozitive, iar cele măsurate de la dreapta spre stînga sînt negative ;

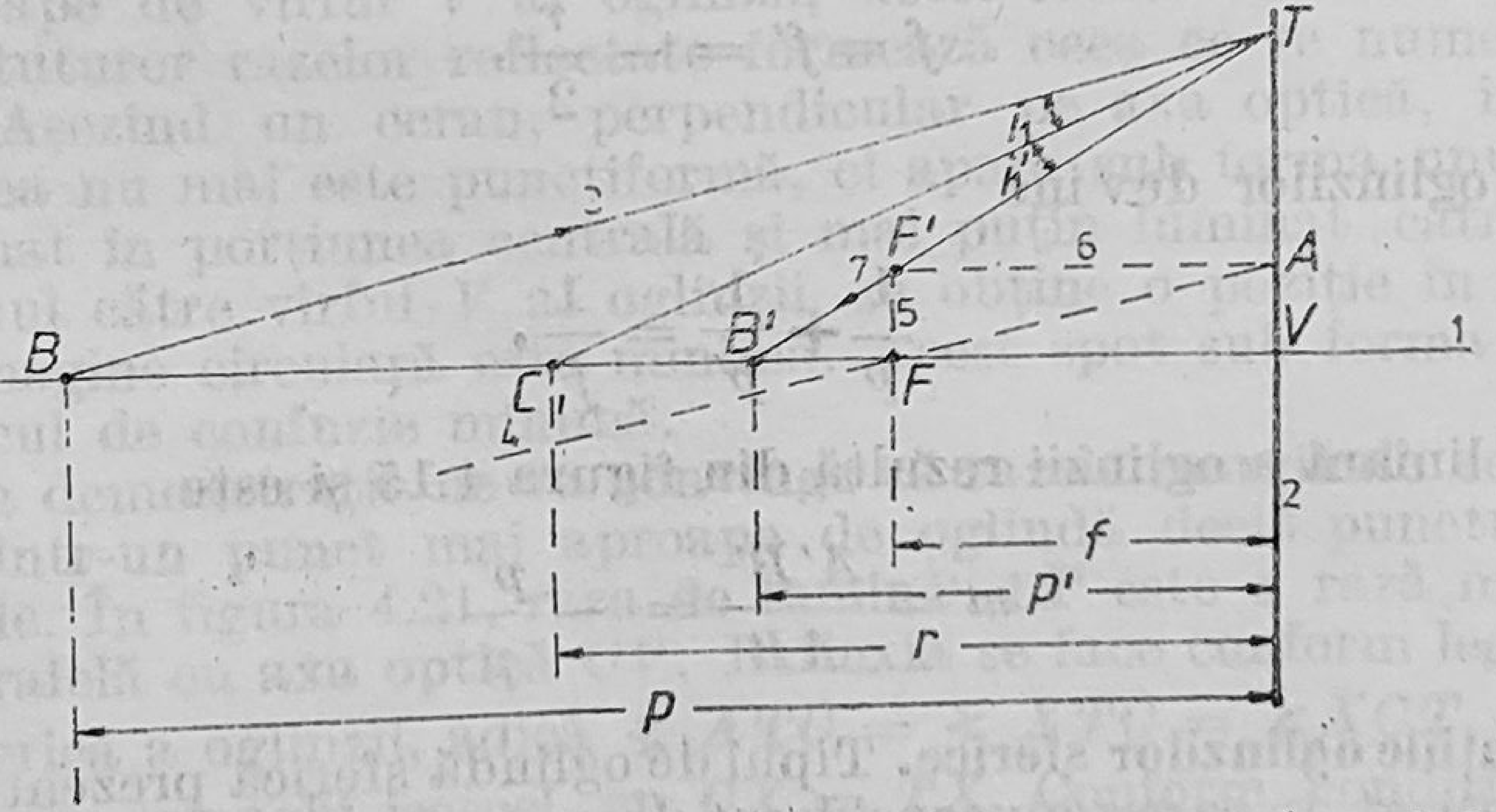


Fig. 4.19. Construcția imaginilor, în cazul oglinzilor concave, prin metoda razei oblice.

3) distanța focală f se măsoară de la punctul focal F spre vîrful V al oglinzii, ceea ce înseamnă că distanța focală a oglinzilor concave este pozitivă, în timp ce distanța focală a oglinzilor convexe este negativă;

4) raza r se măsoară de la vîrful V al oglinzii spre centrul de curbură C, ceea ce înseamnă că raza este negativă pentru oglinzile concave și pozitivă pentru oglinzile convexe;

5) distanța de la obiect la vîrful V al oglinzii și distanța de la imagine la vîrful V al oglinzii, respectiv p și p', se măsoară în sensul precizat, adică obiect-oglindă, și imagine-oglindă, deci ambele distanțe sînt pozitive, iar obiectul și imaginea sînt reale cînd se află la stînga oglinzii și sînt negative, iar obiectul și imaginea sînt virtuale cînd se află la dreapta oglinzii.

Pentru a obține formulele oglinzilor vom folosi reprezentarea din figura 4.19, unde CT este bisectoarea unghiului BTB', deci

$$\frac{BC}{BT} = \frac{CB'}{B'T}. \tag{4.3}$$

Pentru razele paraxiale putem aproxima $BT = BV = p$ și $B'T = B'V = p'$. Dar

$$BC = BV - CV = p + r$$

și

$$CB' = CV - B'V = -r - p' = -(p' + r).$$

Substituind aceste date în egalitatea (4.3), obținem

$$\frac{p + r}{p} = -\frac{p' + r}{p'}$$

sau

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = -\frac{2}{r}. \tag{4.4}$$

Expresia (4.4) este formula oglinzilor sferice. Punctele focale principal și secundar coincid, deci

$$f = f' = -\frac{r}{2}, \tag{4.5}$$

iar formula oglinzilor devine

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}, \tag{4.6}$$

Mărirea liniară a oglinzii rezultă din figura 4.15 și este

$$m = \frac{A'B'}{AB} = -\frac{p'}{p}. \tag{4.7}$$

D. Aberațiile oglinzilor sferice. Tipul de oglindă sferică prezentat mai înainte este unul idealizat, în care s-au considerat doar razele paraxiale, care se întîlnesc, după reflexie, exact în planul focal. În realitate, apar abateri de la condițiile idea-

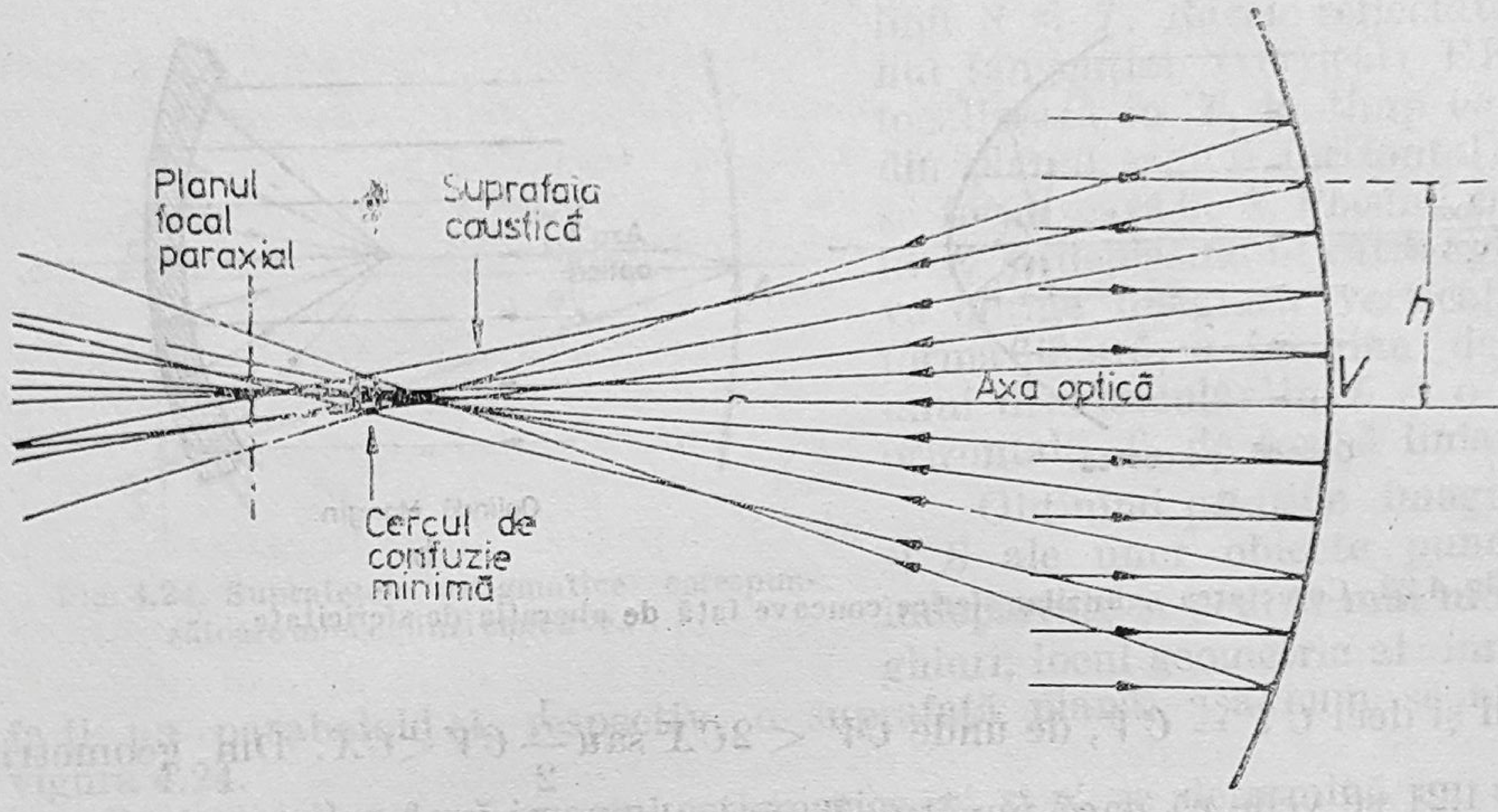


Fig. 4.20 Aberația de sfericitate a unei oglinzi concave sferice.

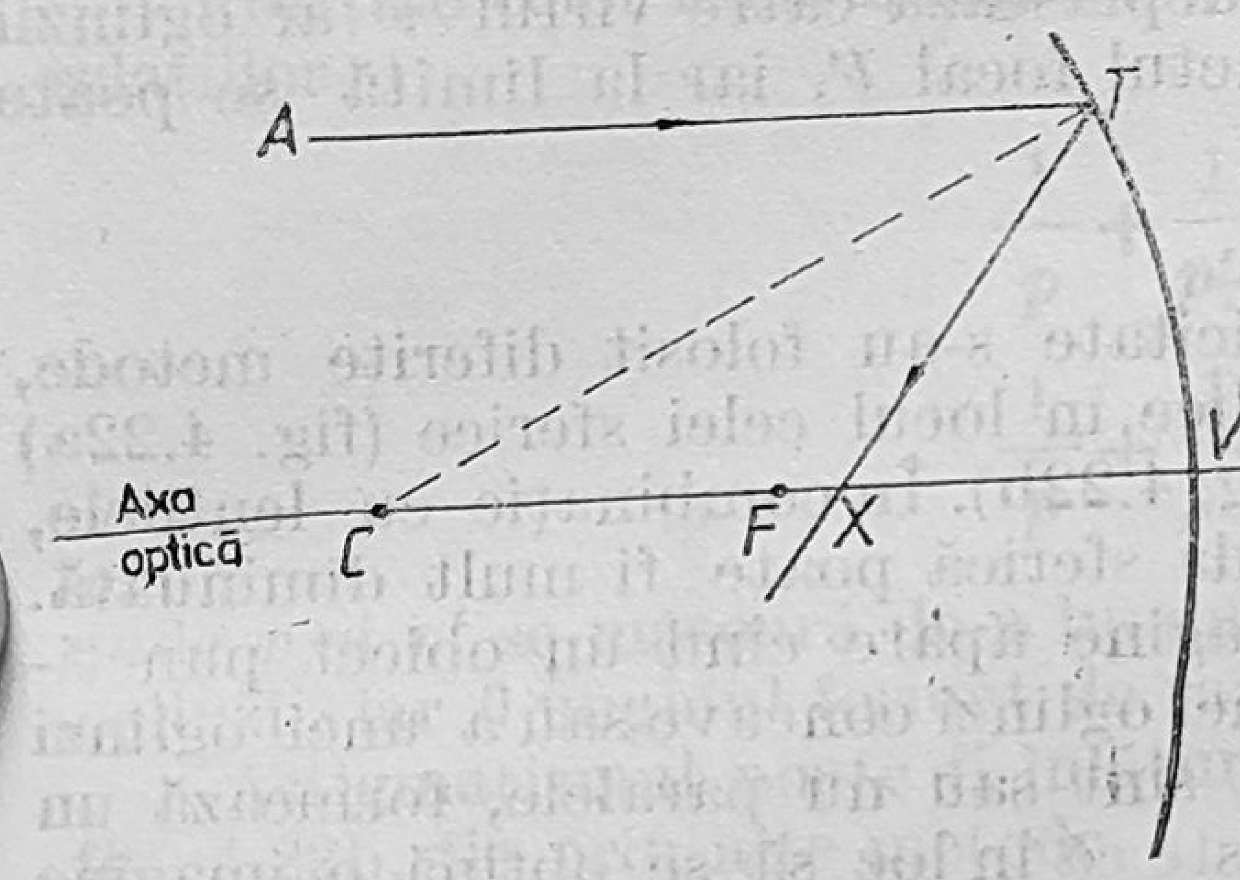


Fig. 4.21. Razele marginale, paralele cu axa optică a oglinzii concave, se strîng după reflexie într-un punct de pe axa optică, situat între focar și oglindă.

lizate, abateri care se manifestă în special prin distorsionarea imaginii. Responsabile de această distorsionare sînt așa-numitele aberații, pe care le vom prezenta mai departe.

a. *Aberația de sfericitate*. Aberația de sfericitate apare în cazul fasciculelor largi, care, prin reflexie pe oglindă, nu se mai strîng (converg) într-un singur punct din planul focal. Fenomenul este ilustrat în figura 4.20 în care razele incidente paralele mult depărtate de axă se strîng, prin reflexie, într-un punct mai aproape de vîrful V al oglinzii, decît razele incidente paraxiale. Înfășurătoarea tuturor razelor reflectate formează ceea ce se numește suprafața caustică. Așezînd un ecran, perpendicular pe axa optică, în punctul focal F, imaginea nu mai este punctiformă, ci apare sub forma unui disc circular mai luminat în porțiunea centrală și mai puțin luminat către margini. Deplasînd ecranul către vîrful V al oglinzii se obține o poziție în care mărimea spotului imagine circulară este minimă. Acest spot sub forma unui disc se numește cercul de confuzie minimă.

Următoarea demonstrație ne va convinge că razele marginale se întîlnesc, după reflexie, într-un punct mai aproape de oglindă decît punctul focal al razelor paraxiale. În figura 4.21, raza de lumină AT este o rază marginală a fasciculului, paralelă cu axa optică CV. Reflexia se face conform legii reflexiei pe suprafața sferică a oglinzii, adică $\sphericalangle ATC = \sphericalangle XTC = \sphericalangle XCT$, triunghiul XTC fiind deci un triunghi isoscel, cu $CX = TX$. Conform condiției de existență a triunghiului, $CT < CX + XT$. Dar CT este chiar raza de curbură a

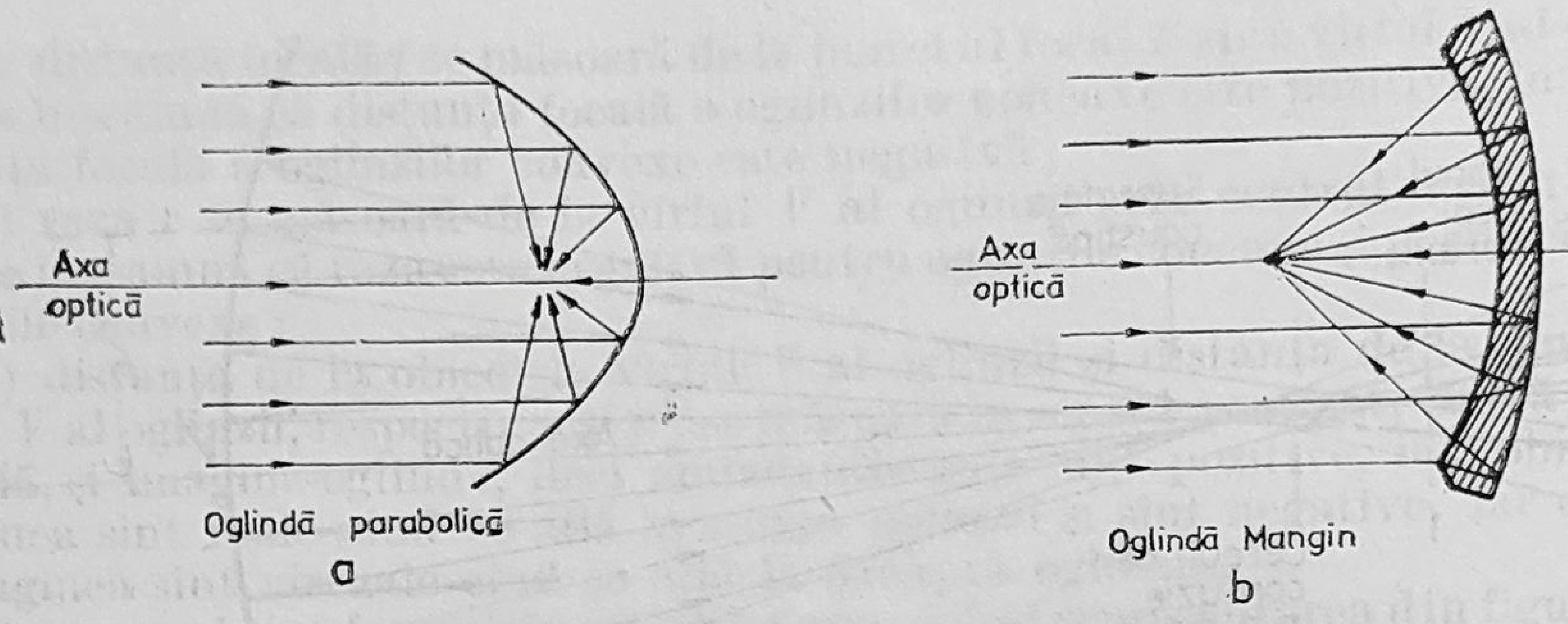


Fig. 4.22. Corectarea oglinzilor sferice concave față de aberația de sfericitate.

oglinzii și deci $CT = CV$, de unde $CV < 2CX$ sau $\frac{1}{2}CV < CX$. Din geometria figurii 4.21 se vede că dacă punctul T se deplasează către vîrful V al oglinzii atunci punctul X se deplasează către punctul focal F, iar la limită se poate scrie $CX = XV = FC = \frac{1}{2}CV$.

Pentru înlăturarea aberației de sfericitate s-au folosit diferite metode, printre care utilizarea unei oglinzi parabolice în locul celei sferice (fig. 4.22a) sau folosirea unei oglinzi sferice corectate (fig. 4.22b). În combinație cu lentilele, aberația de sfericitate prezentată de oglinda sferică poate fi mult diminuată.

b. *Astigmatismul*. Acest defect de imagine apare cînd un obiect punctiform se află la o anumită distanță de axa unei oglinzi concave sau a unei oglinzi convexe. Razele incidente, indiferent dacă sînt sau nu paralele, formează un unghi θ mare cu axa oglinzii. Rezultatul este că în loc să se obțină o imagine punctiformă se obțin două imagini liniare, perpendiculare una pe alta. Efectul se cunoaște sub denumirea de astigmatism și este reprezentat în figura 4.23. Razele incidente sînt paralele, iar razele reflectate converg către cele două

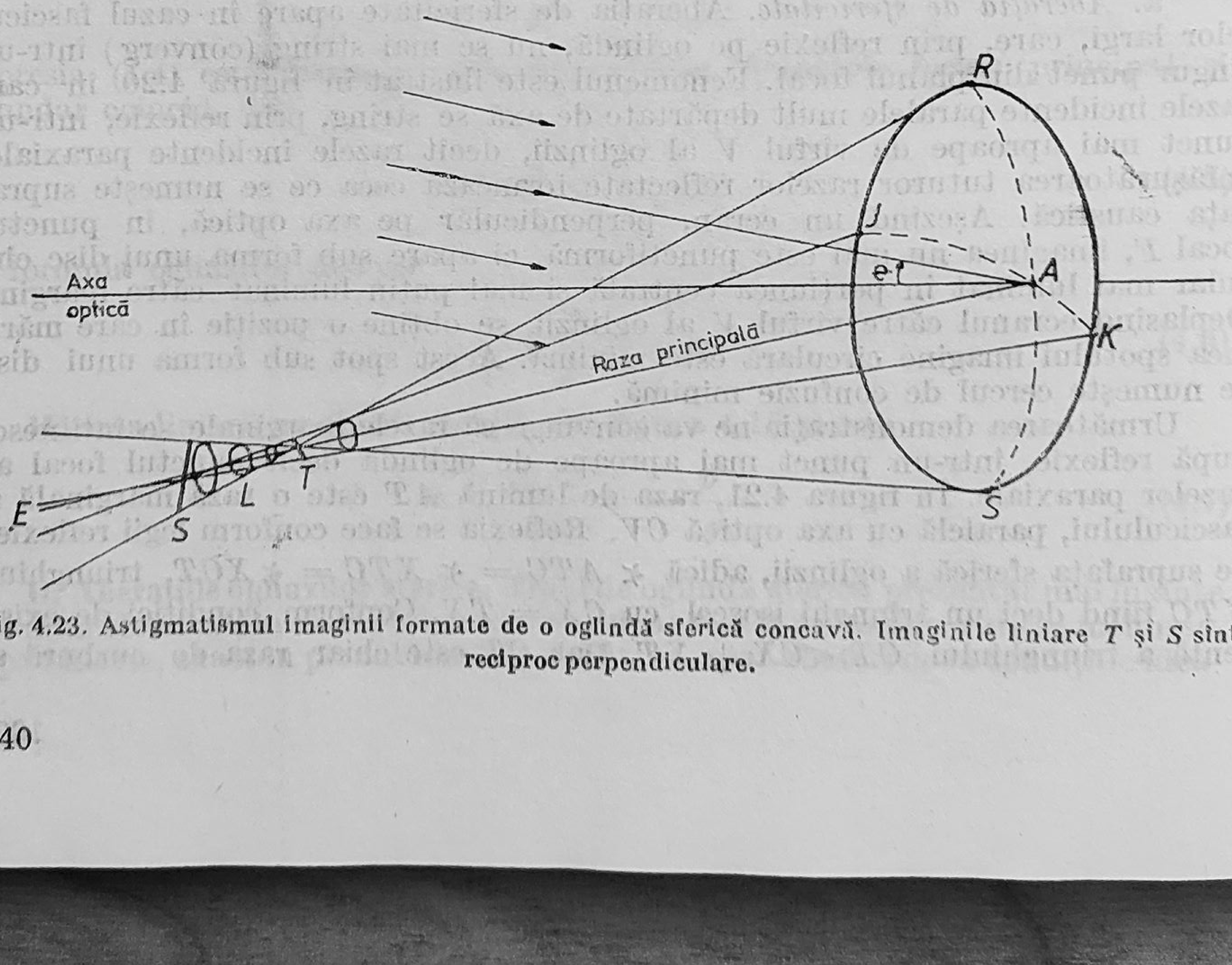


Fig. 4.23. Astigmatismul imaginii formate de o oglindă sferică concavă. Imaginile liniare T și S sînt reciproc perpendiculare.

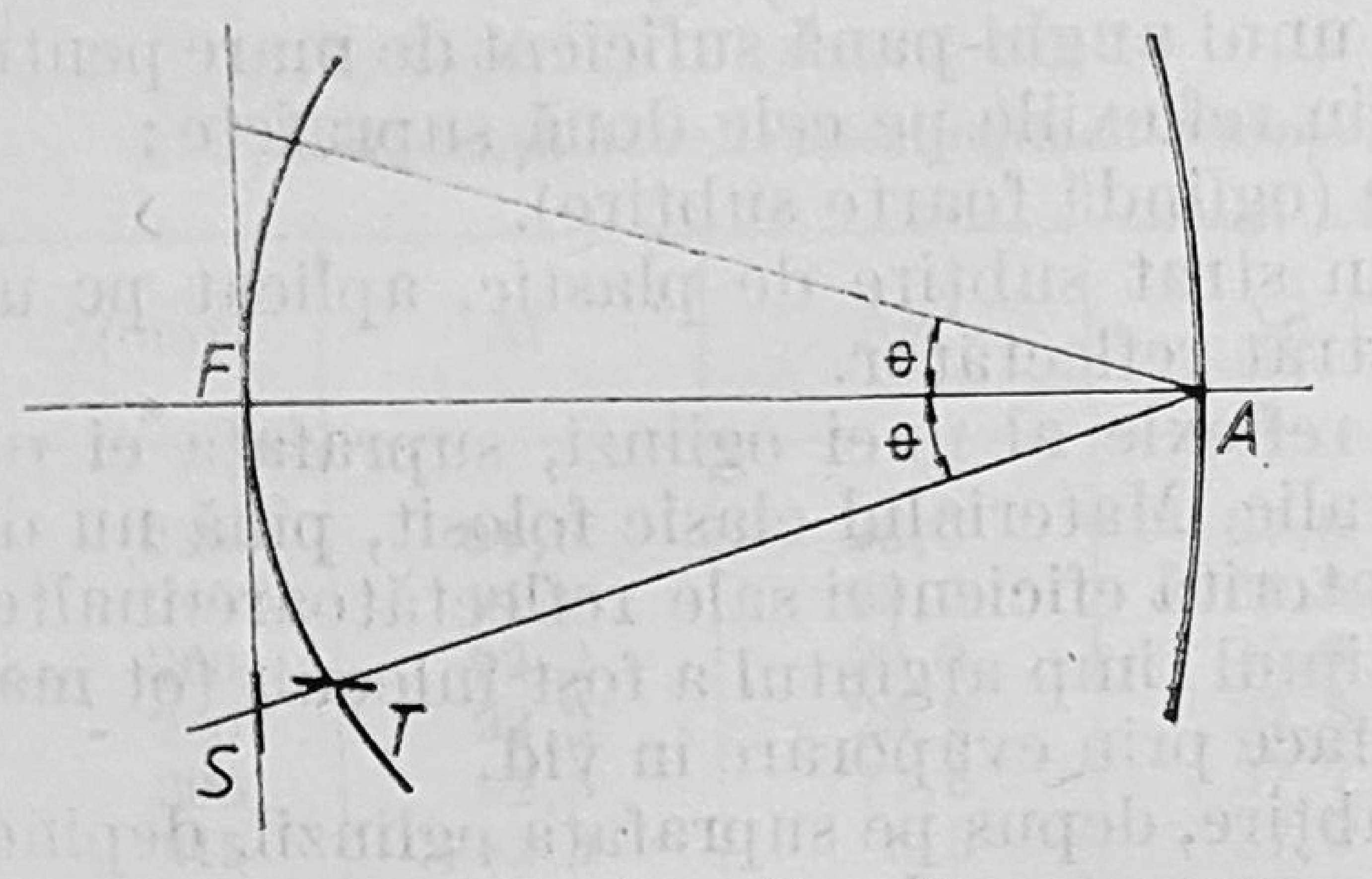


Fig. 4.24. Suprafețele astigmatice corespunzătoare unei oglinzi concave.

linii S și T. Razele reflectate în planul tangențial (vertical) ERAS se focalizează în T, în timp ce razele din planul sagital (orizontal) EJAK se focalizează în S. Plasînd un ecran în E și deplasîndu-l către oglindă se va obține imaginea verticală S, de formă liniară, o imagine de forma unui disc circular în L și o imagine orizontală T, de formă liniară.

Obținînd pozițiile imaginilor T și S ale unor obiecte punctiforme îndepărtate și pentru mai multe unghiuri, locul geometric al imaginilor va fi un paraboloid și, respectiv, o suprafață plană, așa cum se arată în figura 4.24.

Pozițiile celor două imagini astigmatice, p'_T și p'_s, se determină cu ajutorul relațiilor

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'_T}=-\frac{2}{r\cos\theta},$$

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'_S}=-\frac{2\cos\theta}{r},$$

unde p și p' se măsoară de-a lungul razei principale, r fiind raza de curbură a oglinzii, iar θ unghiul format de raza principală cu axa.

Astigmatismul poate fi înlăturat fie folosind oglinzi corectate, ca cele din fig. 4.22b, fie prin alte metode.

Deși oglinzile parabolice nu au aberații de sfericitate, ele prezintă un astigmatism neobișnuit de mare, ceea ce limitează folosirea oglinzilor parabolice numai în cazurile în care nu sînt implicate unghiuri mari, ca, de exemplu, în telescoapele astronomice.

Oglinzile mai pot prezenta și alte tipuri de aberații. Unele dintre ele sînt proprii și lentilelor, motiv pentru care le vom analiza în capitolul consacrat lentilelor.

4.2.3. Acoperirea oglinzilor cu straturi subțiri

Deoarece planitatea oglinzilor depinde de rigiditatea materialului care formează corpul oglinzii, ele se fac în mod obișnuit din sticlă optică, deși în anumite cazuri pot fi folosite și materialele plastice. Oglinzile trebuie să fie suficient de groase pentru a nu se produce distorsiuni ale suprafeței reflectătoare. Se recomandă ca oglinda să fie astfel montată încît să se sprijine în trei puncte, spre a se evita tensionarea accidentală.

Reflexia luminii pe o suprafață transparentă poate da naștere unei imagini „fantomă'', deplasată față de imaginea principală, motiv pentru care oglinda trebuie folosită cu suprafața reflectătoare spre lumină. Dacă oglinda se folosește ca divizor de fascicul, situație în care o parte din lumină este reflectată, iar o altă parte este transmisă, problema reflexiei parazite pe suprafața frontală poate crea dificultăți serioase. Posibilele remedii sînt :

1) acoperirea suprafeței cu mai multe straturi subțiri;

2) introducerea în rama oglinzii a unui unghi-pană suficient de mare pentru a separa cele două imagini formate prin reflexiile pe cele două suprafețe;

3) folosirea unei oglinzi peliculare (oglindă foarte subțire).

Oglinda peliculară constă dintr-un strat subțire de plastic, aplicat pe un suport rigid peste care se depune un strat reflectător.

Pentru mărirea coeficientului de reflexie al unei oglinzi, suprafața ei reflectătoare se acoperă cu un strat metalic. Materialul clasic folosit, pînă nu de mult, pe scară largă a fost argintul, datorită eficienței sale reflectătoare înalte, atît în vizibil, cît și în infraroșu. În ultimul timp argintul a fost înlocuit tot mai mult de aluminiu, a cărui depunere se face prin evaporare în vid.

Caracteristicile stratului metalic subțire, depus pe suprafața oglinzii, depind în mare măsură de calitatea vidului la care se face depunerea și de rata de evaporare a materialului depus. Prima oglindă acoperită cu un strat metalic subțire, prin evaporare în vid, a fost obținută de Pohl și Pringsheim în anul 1912, însă abia după anul 1930, odată cu îmbunătățirea tehnologiei vidului și a tehnologiei de evaporare, s-au construit oglinzi cu proprietăți deosebite.

A. Oglinzi neprotejate, cu straturi subțiri active în ultraviolet, vizibil și infraroșu. Cele mai importante straturi, depuse pe suprafețele reflectătoare ale unei oglinzi sînt cele de aluminiu, argint, aur, cupru, rodiu și platină. Principiile de bază și tehnologia folosită pentru producerea straturilor subțiri prin evaporare în vid fiind prezentate pe larg în literatură (vezi Holland, 1956 sau Hass și Turner, 1959), aici vom prezenta doar o analiză sumară a metodelor de preparare a oglinzilor acoperite cu straturi subțiri.

Pentru obținerea unor straturi subțiri trainice, care nici să nu se șteargă și nici să nu conțină pori, suprafața oglinzii trebuie curățată adecvat. Prima fază include o curățire chimică, care constă în spălarea suprafeței oglinzii cu detergenți și apă sau cu un amestec concentrat de acid sulfuric și acid cromic. Urmează apoi spălarea în jet de apă curată și uscarea suprafeței. Cea de-a doua fază constă în tratarea suprafeței sub vid prin bombardament ionic sau electronic. După ce suprafața oglinzii a fost pregătită corect, se trece la depunerea stratului subțire din substanța dorită, prin evaporare în vid. Este necesar ca vidul din camera în care se realizează depunerea să fie mai bun decît 10^{-8} torri, iar viteza de evaporare să fie mare, spre a se înlătura contaminarea cu oxigen sau cu alte gaze. Straturile subțiri, depuse rapid, au proprietatea că sînt mai compacte și prezintă o rugozitate mai mică. Descărcarea luminescentă poate fi și ea folosită cu rezultate bune, pentru depunerea straturilor subțiri, în special în cazul oglinzilor cu diametru mare.

Prezentăm în tabelul 4.1 coeficienții de reflexie ai oglinzilor acoperite cu straturi subțiri de aluminiu, argint, aur, cupru, rodiu și platină în funcție de lungimea de undă a radiației pentru domeniul spectral 220—30 000 nm (depuneri recente), din care se observă că singurul material care prezintă o reflectanță mare, atît în ultraviolet și vizibil, cît și în infraroșu este aluminiul. Coeficienții de reflexie ai tuturor celorlalte materiale scad rapid în vizibil și ultraviolet. Deoarece argintul și cuprul se oxidează mult prea repede, aceste materiale nu sînt convenabile pentru acoperirea oglinzilor.

Factorii care afectează reflectanța aluminiului, precum și a celorlalte materiale, sînt presiunea din camera de evaporare, viteza de evaporare, grosimea stratului depus, temperatura suportului, unghiul de incidență sub care vaporii cad pe suprafața care se acoperă, puritatea aluminiului evaporat și îmbătrînirea în contact cu aerul atmosferic. Dacă se lucrează într-un vid mai bun de 10^{-6} torri, factorul cel mai important pentru a obține straturi cu reflectanță mare și în ultraviolet este evaporarea rapidă. Straturi cu grosimea de 60—70 nm (stra-

Tabelul 4.1

Coeficienții de reflexie ai oglinzilor acoperite cu straturi metalice subțiri (%)

λ(nm)	Al	Ag	Au	Cu	Rh	Pt
220	91,5	28,0	27,5	40,4	57,8	40,5
240	91,9	29,5	31,6	39,0	63,2	46,9
260	92,2	29,2	35,6	35,5	67,7	51,5
280	92,3	25,2	37,8	33,0	70,7	54,9
300	92,3	17,6	37,7	33,6	73,4	57,6
315	92,4	5,5	37,3	35,5	75,0	59,4
320	92,4	8,9	37,1	36,3	75,5	60,0
340	92,5	72,9	36,1	38,5	76,9	62,0
360	92,5	88,2	36,3	41,5	78,0	63,4
380	92,5	92,8	37,8	44,5	78,1	64,9
400	92,4	95,6	38,7	47,5	77,4	66,3
450	92,2	97,1	38,7	55,2	76,0	69,1
500	91,8	97,9	47,7	60,0	76,6	71,4
550	91,5	98,3	81,7	66,9	78,2	73,4
600	91,1	98,6	91,9	93,3	79,7	75,2
650	90,5	98,8	95,5	96,6	81,1	76,4
700	89,7	98,9	97,0	97,5	82,0	77,2
750	88,6	99,1	97,4	97,9	82,6	77,9
800	86,7	99,2	98,0	98,1	83,1	78,5
850	86,7	99,2	98,2	98,3	83,4	79,5
900	89,1	99,3	98,4	98,4	83,6	80,5
950	92,4	99,3	98,5	98,4	83,9	80,6
1 000	94,0	99,4	98,6	98,5	84,2	80,7
1 500	97,4	99,4	99,0	98,5	87,7	81,8
2 000	97,8	99,4	99,1	98,6	91,4	81,8
3 000	98,0	99,4	99,3	98,6	95,0	90,6
4 000	98,2	99,4	99,4	98,7	95,8	93,7
5 000	98,4	99,5	99,4	98,7	96,4	94,9
6 000	98,5	99,5	99,4	98,7	96,8	95,6
7 000	98,6	99,5	99,4	98,7	97,0	95,9
8 000	98,7	99,5	99,4	98,8	97,2	96,0
9 000	98,7	99,5	99,4	98,8	97,4	96,1
10 000	98,7	99,5	99,4	98,9	97,6	96,2
15 000	98,9	99,6	99,4	99,0	98,1	96,5
20 000	99,0	99,6	99,4			
30 000	99,2	99,6	99,4			

turi opace), trebuie obținute în 1–2 s. Mai trebuie avut în vedere ca temperatura materialului pe care se fac depunerile să nu fie mai mare de 50°C, grosimea stratului depus să nu fie mai mare de 150 nm, iar unghiul de incidență să nu fie mai mare de 30°.

Efectul unei depuneri incorecte se manifestă prin micșorarea coeficientului de reflexie, cînd lungimea de undă a radiației scade, domeniul ultraviolet fiind deci mult mai mult afectat decît domeniul infraroșu. În cazul unui strat opac de aluminiu, de exemplu, depus la presiunea de 10^{-5} torri, creșterea timpului de depunere de la 1 s la 180 s are ca efect micșorarea coeficientului de reflexie, corespunzător lungimii de undă de 220 nm, de la 91,5% la 62,0%, în timp ce pentru lungimea de undă de 550 nm descreșterea este de numai 1,5%, iar pentru lungimea de undă de 10^{-4} nm descreșterea se reduce la 1%. Depunerile la presiuni mai mari de 10^{-5} torri trebuie făcute rapid, deoarece stratul obținut este mai compact, aderă mai bine la suport, fiind și mai trainic din punct de vedere mecanic și chimic.

În aerul atmosferic, stratul de aluminiu se acoperă cu o peliculă subțire, de aproximativ 3—4 nm, de oxid de aluminiu care asigură o protecție bună depunerii făcute, care nu se înnegrește mai departe. Scăderea coeficientului de reflexie datorită formării stratului de oxid de aluminiu cu grosimea de 4 nm este mai mică de 0,1% pentru toate lungimile de undă mai mari de 10^3 nm, este de numai 0,3% pentru lungimea de undă de 500 nm și este de 1,6% pentru lungimea de undă de 220 nm. Efectul oxidării este deci neglijabil în domeniul infraroșu și este foarte mic în celelalte domenii. În vid, în ultraviolet, însă, efectul este puternic.

Proprietățile optice ale metalelor sînt caracterizate de doi parametri: indicele de refracție, n, și coeficientul de absorbție, α (absorbanța luminoasă), numiți și constante optice. Aceste două constante optice trebuie folosite pentru a estima reflectanța straturilor subțiri de metal și pentru a calcula variația de fază a luminii reflectate. Valorile celor două constante optice, împreună cu valorile reflectanței la incidență normală, sînt date în tabelul 4.2, pentru cîteva metale.

La incidență normală reflectanța unui strat subțire de metal cu constantele optice n și α, acoperit cu o peliculă neabsorbantă care are indicele de refracție n_1 și grosimea d_1, este dată de relația

$$r = \frac{a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2\cos(2\varphi - \delta)}{1 + a_1^2a_2^2 - 2a_1a_2\cos(2\varphi - \delta)}, \tag{4.8}$$

Tabelul 4.2

Constantele optice și reflectanța la incidență normală

Metalul	(λnm)	n	α	r(%)	Metalul	λ(nm)	n	α	r(%)
Al	220	0,14	2,35	91,8	Ag	4 000	1,89	28,8	99,1
	260	0,19	2,85	92,0		6 000	4,15	42,6	99,1
	300	0,25	33,3	92,1		8 000	7,14	56,1	99,1
	340	0,31	3,80	92,3		10 000	10,69	69,0	99,1
	380	0,37	4,25	92,6					
	436	0,47	4,84	92,7	Au	550	0,33	2,32	81,5
	492	0,64	5,50	92,1		600	0,20	2,90	91,9
	546	0,82	5,99	91,6		700	0,13	3,84	96,7
	650	1,30	7,11	90,7		800	0,15	4,65	97,4
	700	1,55	7,00	88,8		900	0,17	5,34	97,8
	800	1,99	7,05	86,4		1 000	0,18	6,04	98,1
	950	1,75	8,50	91,2		2 000	0,54	11,2	98,3
	4 000	2,30	16,50	96,8		6 000	3,01	33,0	98,9
	2 000	5,97	30,30	97,5		10 000	7,41	53,4	99,0
	6 000	11,00	42,40	97,7					
	8 000	17,00	55,00	98,0	Cu	550	0,76	2,46	66,9
	10 000	25,40	67,30	98,0		600	0,19	2,98	92,8
						800	0,17	4,84	97,3
Ag	400	0,075	1,93	93,9		1 000	0,20	6,27	98,1
	500	0,050	2,87	97,9		3000	1,22	17,1	98,4
	600	0,060	3,75	98,4		7000	5,25	40,7	98,8
	700	0,075	4,62	98,7		10 000	12,6	64,3	98,8
	800	0,090	5,45	98,8					
	950	0,110	6,56	98,9	Rh	546	1,62	4,63	77,1
	2 000	0,48	14,40	99,1					

unde

$$a_1 = \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1}, \quad a_2 = \left[\frac{(n - n_1)^2 + \alpha^2}{(n + n_1)^2 + \alpha^2} \right]^{1/2}$$

și

$$\varphi = \frac{360° n_1 d_1}{\lambda_0}, \quad \text{tg}\delta = \frac{2 n_1 \alpha}{n_1^2 - n^2 - \alpha^2},$$

mărimea δ fiind variația de fază, absolută, la limita metal-dielectric.

În cazul luminii polarizate perpendicular și paralel față de planul de incidență, reflectanțele r_1 și r_{11} ale unui strat metalic opac sînt date de expresiile

$$r_{\perp} = \frac{a^2 + b^2 - 2a\cdot\cos i + \cos^2 i}{a^2 + b^2 + 2a\cdot\cos i + \cos^2 i} \tag{4.9}$$

și

$$r_{\parallel} = r_{\perp} \cdot \frac{a^2 + b^2 - 2a\cdot\sin i\cdot\text{tg} i + \sin^2 i\cdot\text{tg}^2 i}{a^2 + b^2 + 2a\cdot\sin i\cdot\text{tg} i + \sin^2 i\cdot\text{tg}^2 i}, \tag{4.10}$$

unde

$$2a^2 = [(n^2 - \alpha^2 - \sin^2 i)^2 + 4n^2\alpha^2]^{1/2} + [n^2 - \alpha^2 - \sin^2 i], \tag{4.11}$$
$$2b^2 = [(n^2 - \alpha^2 - \sin^2 i)^2 + 4n^2\alpha^2]^{1/2} - [n^2 - \alpha^2 - \sin^2 i],$$

unghiul i fiind unghiul de incidență. La incidență normală rezultă

$$r_{\perp} = r_{\parallel} = \frac{(n - 1)^2 + \alpha^2}{(n + 1)^2 + \alpha^2}. \tag{4.12}$$

În cazul luminii nepolarizate, cu amplitudinile componentelor paralelă și perpendiculară egale, reflectanța este

$$r = \frac{1}{2}(r_{\perp} + r_{\parallel}). \tag{4.13}$$

Dependența teoretică a reflectanței aluminiului și, respectiv, argintului de unghiul de incidență, i, este arătată în figurile 4.25 și 4.26. Calculele sînt făcute pentru două lungimi de undă, una în vizibil și alta în infraroșu, folosind expresiile (4.9) și (4.10) și constantele optice din tabelul 4.2. Folosind reprezentări de tipul celor prezentate în figurile 4.25 și 4.26, se ajunge la următoarea concluzie asupra intensității luminii reflectate :

1) reflectanța $r_{\perp}$ crește lent de la incidența normală pînă la valoarea maximă de 100%, pentru incidența razantă ;

2) reflectanța $r_{\parallel}$ descrește la început pînă atinge o valoare minimă, după care crește rapid pînă la valoarea maximă de 100%, pentru incidența razantă.

Trăsăturile fundamentale ale curbelor reflectanței sînt date de trei mărimi :

1) valoarea reflectanței la incidență normală, care este aceeași pentru ambele componente, $r_{\perp}$ și $r_{\parallel}$, și ea se poate calcula cu ajutorul relației (4.12) ;

2) unghiul de incidență, Φ, pentru care r are valoarea minimă ;

3) valoarea lui $r_{\parallel}$ la minim.

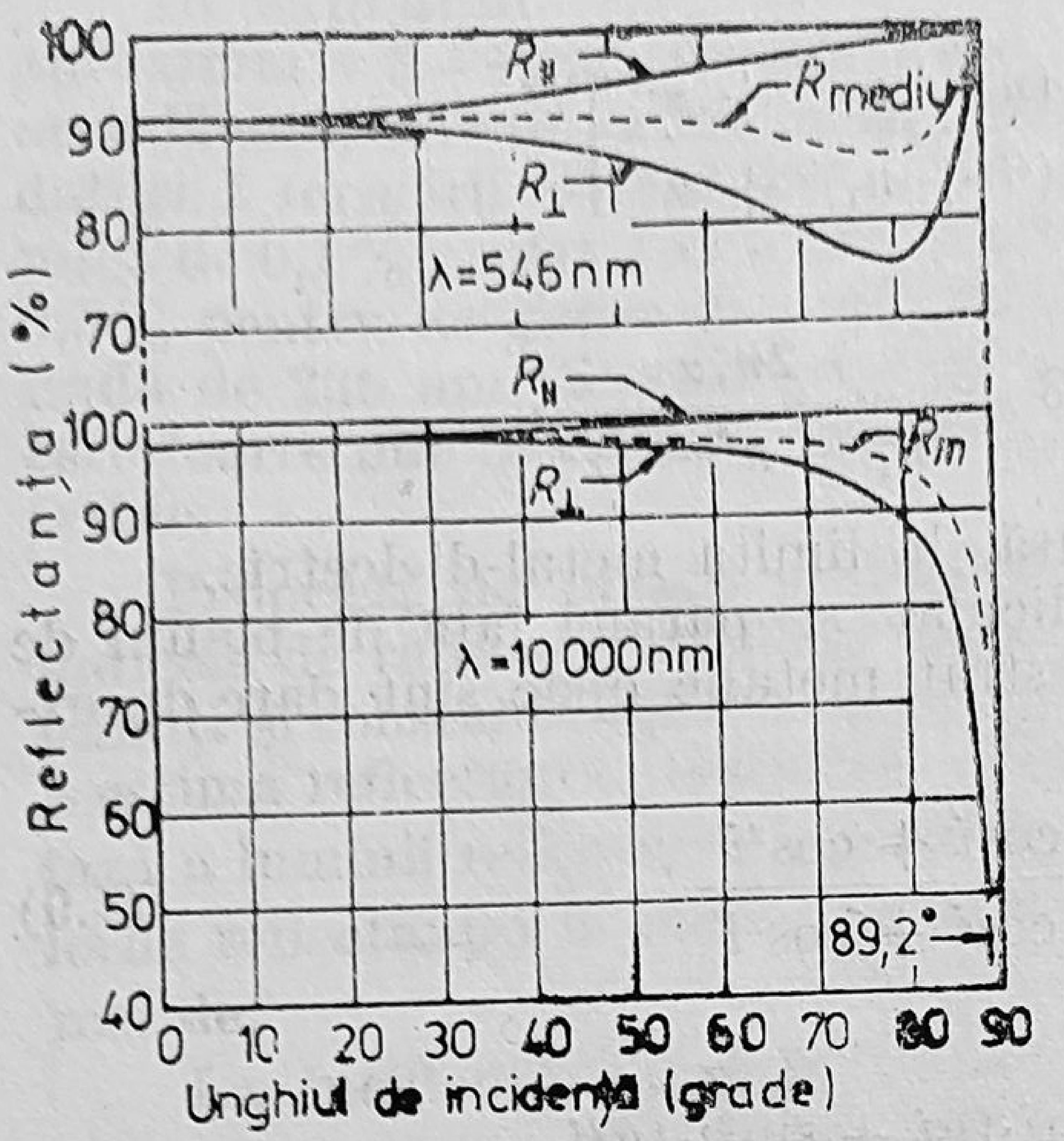


Fig. 4.25. Reflectanța unui strat subțire de aluminiu (valori teoretice), obținut prin evaporare în vid, în funcție de unghiul de incidență.

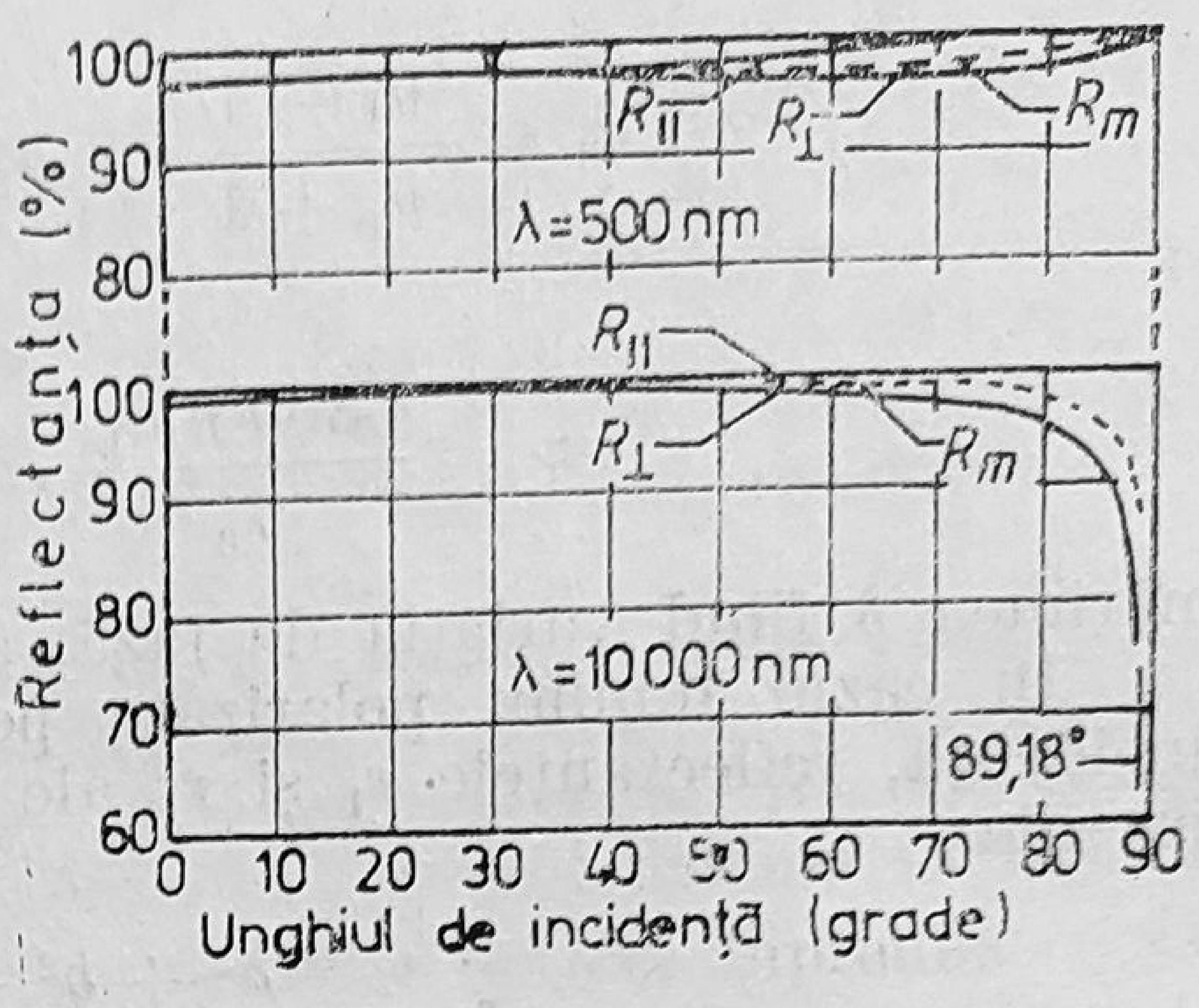


Fig. 4.26. Reflectanța unui strat subțire de argint (valori teoretice) obținut prin evaporare în vid, în funcție de unghiul de incidență.

În toate cazurile în care valorile constantelor optice satisfac condiția $n^2 + \alpha^2 \gg 1$, condiție îndeplinită pentru cele mai multe metale în domeniul vizibil și în domeniul infraroșu ale spectrului, valoarea unghiului de incidență, Φ, corespunzător căruia reflectanța $r_{\parallel}$ are valoarea minimă, se poate calcula, cu o foarte bună precizie, folosind formula

$$\Phi = \cos^{-1}\left(\frac{\{1 + [4/(n^2 + \alpha^2)]\}^{1/2} - 1}{\{1 + [4/(n^2 + \alpha^2)]\}^{1/2} + 1}\right) \tag{4.14}$$

Folosind expresia (4.14) și expresiile (4.9) și (4.10), putem calcula $(r_{\parallel}/r_{\perp})$

$$\left(\frac{r_{\parallel}}{r_{\perp}}\right)^{1/2}_{\min} = \frac{\alpha/n}{1 + \left[1 + \left(\frac{\alpha^2}{n^2}\right)\right]^{1/2}} = \mathrm{tg}\Psi. \tag{4.15}$$

Pentru valori mari ale sumei $(n^2 + \alpha^2)$, poziția lui $(r_{\parallel})_{\min}$ apare foarte aproape de unghiul corespunzător căruia variația relativă de fază dintre componentele perpendiculară și paralelă este de 90° și se numește *unghi principal de incidență.*

Deoarece pentru cele mai multe metale cu proprietăți reflectante superioare, reflectanța $r_{\perp}$ este aproximativ 100% la unghiul principal de incidență, putem scrie

$$(r_{\parallel})_{\min} = \mathrm{tg}^2\Psi. \tag{4.16}$$

Expresiile (4.14) — (4.16) se pot folosi pentru a explica diferențele de comportare a aluminiului și argintului așa cum rezultă și din figurile 4.25 și 4.26. Raportul α/n și valoarea sumei $(n^2 + \alpha^2)$ sînt factorii dominanți, care determină comportarea unui metal în raport cu reflexia. Cînd mărimea $(n^2 + \alpha^2)$ crește, unghiul principal de incidență se apropie de 90°, așa cum se

vede în tabelul următor:

	Ag, $\lambda = 500$ nm	Al, $\lambda = 546$ nm	Ag, $\lambda = 10\,000$ nm	Al, $\lambda = 10\,000$nm
$(n^2 + \alpha^2)$	8,2	36	4 900	5 200
Φ, la $(r_{\|\|})_{min}$	70 °	80 °	89,18 °	89,2 °

Cea mai mare influență asupra scăderii reflectanței $r_{\|\|}$ cu unghiul de incidență o are raportul (α/n). Cu cît raportul (α/n) este mai mare, cu atît este mai mare valoarea lui $(r_{\|\|})_{min}$. În cazul argintului și pentru lungimea de undă de 500 nm, valoarea lui $r_{\|\|}$ scade numai cu 1,6% în cazul variației de la incidența normală la unghiul principal de incidență, dacă $(\alpha/n) \cong 57$. În cazul aluminiului reflectanța $r_{\|\|}$ scade mult mai lent în domeniul vizibil, unde $(\alpha/n) = 7{,}2$. Discrepanța mare dintre valorile lui $r_{\|\|}$ corespunzătoare aluminiului și argintului, pentru $\lambda = 10\,000$ nm, poate fi explicată pe baza diferenței mari dintre valorile lui (α/n) pentru cele două metale la lungimea de undă considerată ($\alpha/n = 2{,}6$ și $r_{\|\|min} = 47\%$ pentru aluminiu și $\alpha/n = 6{,}5$ și $r_{\|\|min} = 73\%$ pentru argint). În infraroșul îndepărtat, unde constantele optice n și α sînt foarte mari, iar raportul (α/n) se apropie de unitate pentru toate metalele, valoarea minimă a lui $r_{\|\|}$ devine 17% pentru incidența razantă.

Dezvoltarea rapidă a tehnologiei spațiale a îndreptat atenția asupra caracteristicilor de reflexie a luminii solare pe oglinzile acoperite cu straturi metalice subțiri. Cunoașterea valorii reflectanței solare totale, r_t, este o problemă de mare interes.

Reflectanța solară totală poate fi determinată folosind expresia

$$r_t = \frac{\int_0^\infty W_e(\lambda) r(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty W_e(\lambda) d\lambda} \qquad (4.17)$$

unde $W_e(\lambda)$ este distribuția spectrală de energie a Soarelui, iar $r(\lambda)$ este reflectanța spectrală a suprafeței oglinzii. Prezentăm în tabelul 4.3 valoarea reflectanței solare la incidență normală pentru mai multe tipuri de oglinzi unde, pentru calcule, s-au folosit valorile reflectanței spectrale din tabelul 4.1

Tabelul 4.3

Reflectanța solară la incidență normală, pentru straturi subțiri de Al, Ag, Au, Cu, Rh și Pt, recent depuse pe suprafața oglinzii

	Materialul depus					
	Al	Ag	Au	Cu	Rh	Pt
$r_{solară}$ (în afara atmosferei)	92,4	95,0	80,9	82,9	82,0	76,0
$r_{solară}$ (la nivelul mării)	91,9	97,9	85,3	86,9	81,9	76,6

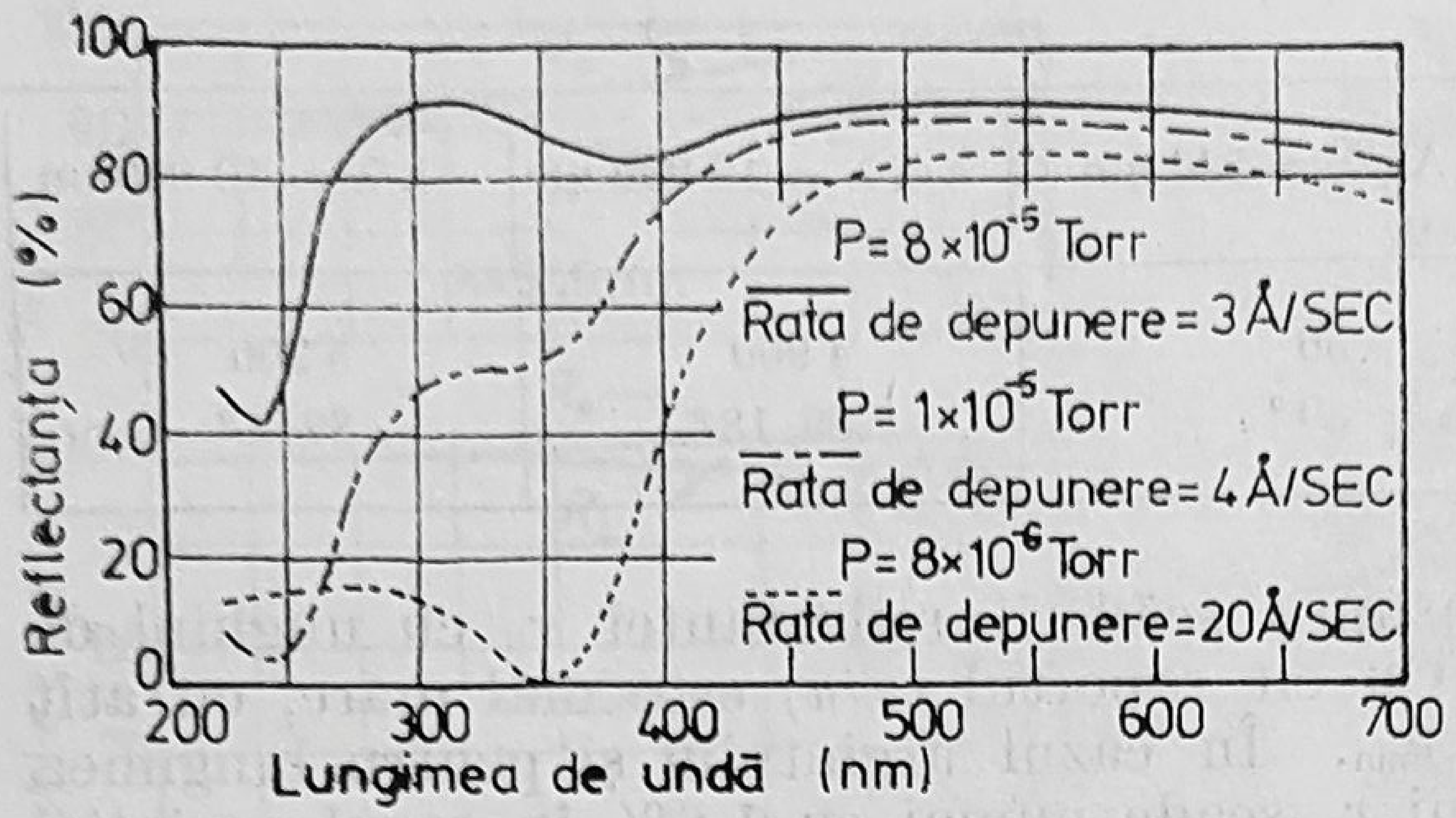


Fig. 4.27. Influența condițiilor de evaporare a SiO asupra reflectanței oglinzilor de aluminiu protejate, în vizibil și ultraviolet. Grosimea stratului protector, efectiv, la $\lambda = 550$ nm, este de $\lambda/2$.

B. Acoperirea oglinzilor metalizate, cu straturi protectoare, care și măresc reflectanța oglinzilor. Prin pelicule înțelegem straturi subțiri care au proprietatea de a crește reflexia suprafeței oglinzilor. Prin strat protector înțelegem ultimul strat de la suprafața oglinzii, care protejează celelalte straturi subțiri depuse pentru creșterea proprietăților reflectante ale oglinzilor.

Straturile protectoare cel mai des folosite pentru protejarea peliculelor de aluminiu se obțin prin evaporarea în vid a oxidului de siliciu (SiO). Oxidul de siliciu se evaporă la o temperatură relativ mică (aproximativ 1 200°C), și se condensează pe suprafața oglinzii sub forma unui strat uniform care aderă bine la suprafață asigurînd o protecție excelentă. Straturile protectoare trebuie să transmită întreaga lumină incidentă sau să îmbunătățească reflectanța suprafeței oglinzii. Compoziția și proprietățile optice ale straturilor protectoare și caracteristicile reflectătoare ale oglinzii de aluminiu protejată depind în mare măsură de tehnologia de depunere prin evaporare în vid. Pentru depunerile într-un vid ultraînalt, cu viteze mari de depunere, rezultă straturi protectoare de oxid de siliciu, care absorb puternic în domeniul ultraviolet și în domeniul lungimilor de undă mici din vizibil. Depunerile cu viteze mici duc la obținerea straturilor protectoare cu absorbanță neglijabilă în ultravioletul apropiat și în vizibil. Efectul condițiilor de evaporare a oxidului de siliciu asupra oglinzii de aluminiu protejată este arătat în figura 4.27. Așa cum rezultă din figură, evaporarea rapidă determină straturi protectoare de oxid de siliciu, care absorb puternic în domeniul lungimilor de undă mai mici de 500 nm, ceea ce face ca oglinda să pară de culoare galbenă. Prin evaporare lentă, se depun straturi protectoare de oxid de siliciu cu o reflectanță mare, pînă la aproximativ 300 nm. În domeniul lungimilor de undă mai mici de 300 nm, apare din nou absorbția puternică. Tratarea stratului protector cu radiație ultravioletă provenită de la o sursă puternică de radiații ultraviolete, cum ar fi, de exemplu, un arc de mercur produs într-un tub de cuarț, îmbunătățește calitățile oglinzii, în sensul că se poate obține o reflectanță de aproximativ 92% pînă la lungimea de undă de aproximativ 220 nm, așa cum se poate vedea din figura 4.28.

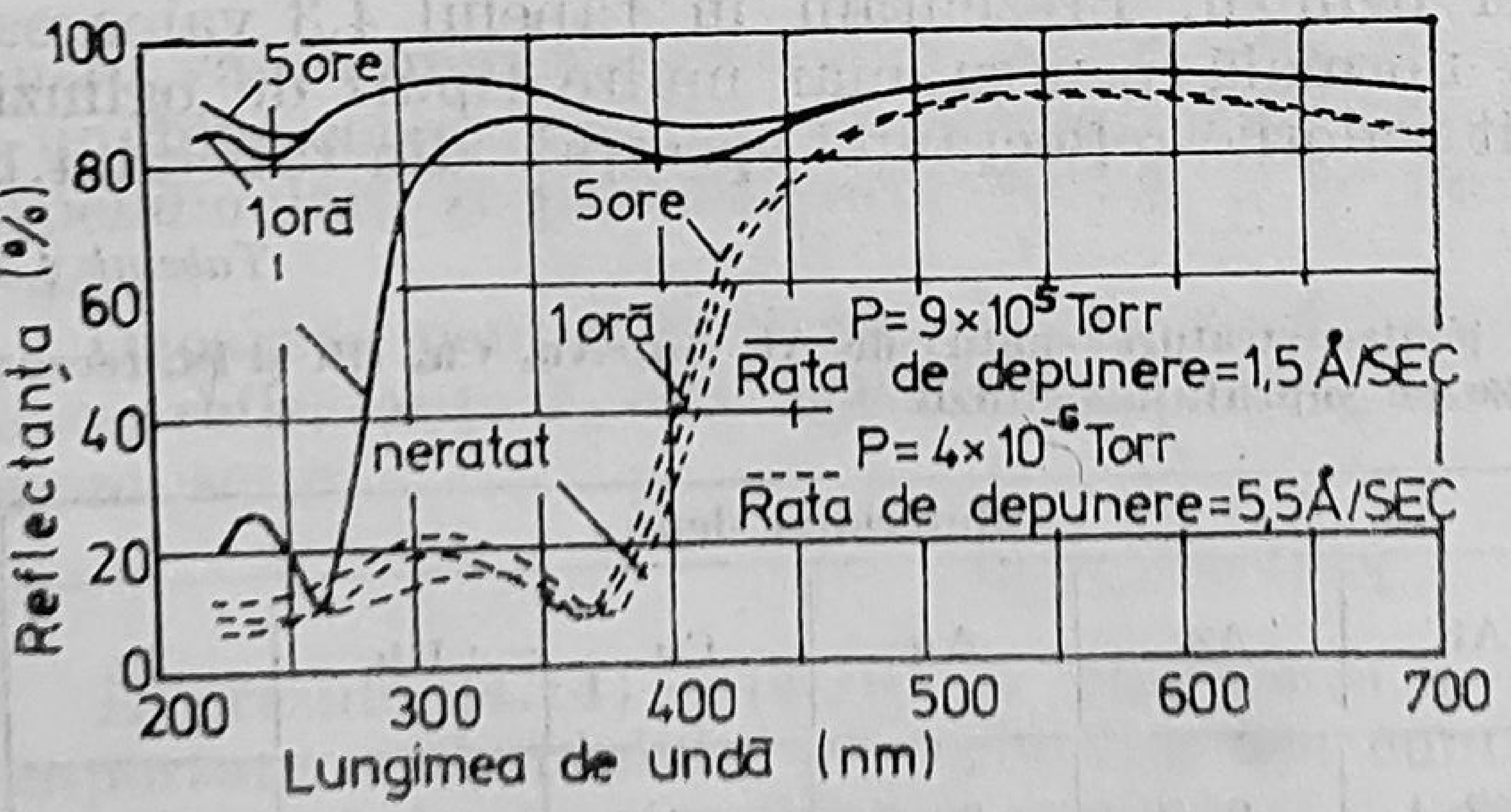


Fig. 4.28. Efectul iradierii unei oglinzi de aluminiu protejate cu SiO, cu radiație ultravioletă dată de o lampă cu plasmă de Hg cu puterea de 435 W.

Stratul protector de oxid de siliciu prezintă o absorbție

puternică și în infraroșu în banda centrată la lungimea de undă de 10^4 nm. Numai în cazurile în care grosimea stratului protector este foarte mică comparativ cu lungimea de undă din domeniul infraroșu, proprietățile reflectante ale oglinzilor cu straturi metalice nu variază prea mult, datorită absorbanței stratului protector. O oglindă cu depunere de aluminiu și acoperită cu un strat protector de oxid de siliciu, cu grosimea de 10^3 nm, are reflectanța egală cu zero, la lungimea de undă de 10^4 nm.

Pînă acum am discutat protejarea oglinzilor metalice numai cu un singur strat dielectric, din același material. Folosind perechi de straturi dielectrice cu indici de refracție diferiți și care alternează în ordinea mic-mare (sau mare-mic), pot fi obținute protecții în paralel cu îmbunătățirea proprietăților reflectante ale oglinzilor. De exemplu, pentru a obține reflectanțe mari folosind perechi de straturi dielectrice cu indice de refracție mic-indice de refracție mare, suprafața metalului trebuie mai întîi acoperită cu un material cu indice de refracție mic, pînă ce reflectanța oglinzii devine minimă la lungimea de undă la care se dorește obținerea reflectanței maxime, prin aplicarea perechii de straturi. După aceea se aplică materialul cu indicele de refracție mare pînă ce reflectanța oglinzii ajunge la valoarea maximă. Pentru creșterea în continuare a reflectanței, se continuă acoperirea cu straturi în ordinea indicată.

Ca material cu indice de refracție mare, folosit pentru formarea straturilor dielectrice, se utilizează bioxidul de ceriu, care are indicele de refracție cuprins în domeniul 2,3—2,4. Ca materiale cu indici de refracție mici se folosesc MgF_2 ($n = 1{,}38$), Al_2O_3 ($n = 1{,}\ 60$), SiO_2 ($n = 1{,}46$) și Si_2O_3 ($n = 1{,}55$). Spre a exemplifica îmbunătățirile care se obțin prin folosirea straturilor dielectrice, prezentăm în figura 4.29 variația reflectanței cu lungimea de undă, în cazul unei oglinzi cu strat de aluminiu neprotejat și în cazul unei oglinzi cu strat de aluminiu protejat cu perechi de straturi dielectrice.

O bună protecție, combinată cu o accentuare a reflectanței, se obține folosind perechile de straturi $Al_2O_3 + TiO_2$, $SiO_2 + TiO_2$. În vederea obținerii oglinzilor cu reflectanță mare în ultraviolet sînt recomandate perechile de materiale $MgF_2 + ThO_2$ și $SiO_2 + ThO_2$.

Deoarece în domeniul infraroșu reflectanța oglinzilor acoperite cu straturi metalice este de aproximativ 99%, nu se pune problema îmbunătățirii reflectanței prin folosirea straturilor protectoare care cresc reflectanța.

C. Oglinzi filtru. Pentru a elimina radiația dintr-un anumit domeniu spectral sau pentru a reduce intensitatea radiantă este util ca în anumite aparate optice să se folosească direct componentele optice, pentru a îndeplini acest rol. Oglinzile îndeplinesc rolul arătat, în special în cazul echipamentelor de infraroșu. Oglinzile care au reflectanțe mici în domeniile ultraviolet și vizibil și mari în domeniul infraroșu se numesc „oglinzi întunecate". Obținerea lor se face prin depuneri de straturi subțiri, succesive, din materiale cu proprietăți optice adecvate.

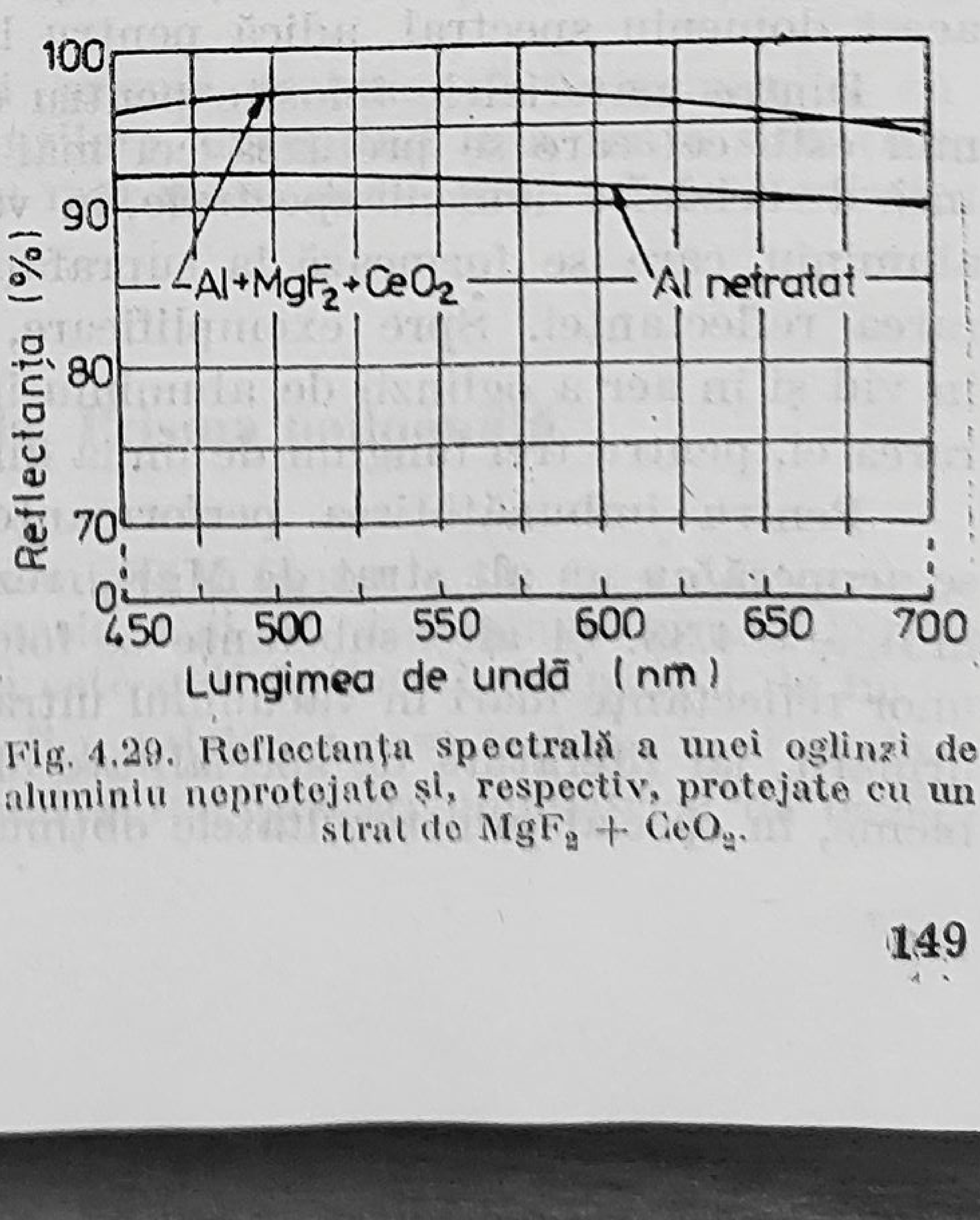


Fig. 4.29. Reflectanța spectrală a unei oglinzi de aluminiu neprotejate și, respectiv, protejate cu un strat de $MgF_2 + CeO_2$.

În figura 4.30 se prezintă reflectanța spectrală a unei oglinzi filtru de tipul Al—Ge—SiO. Modul de preparare este următorul. Peste stratul de aluminiu se depune, prin evapo-

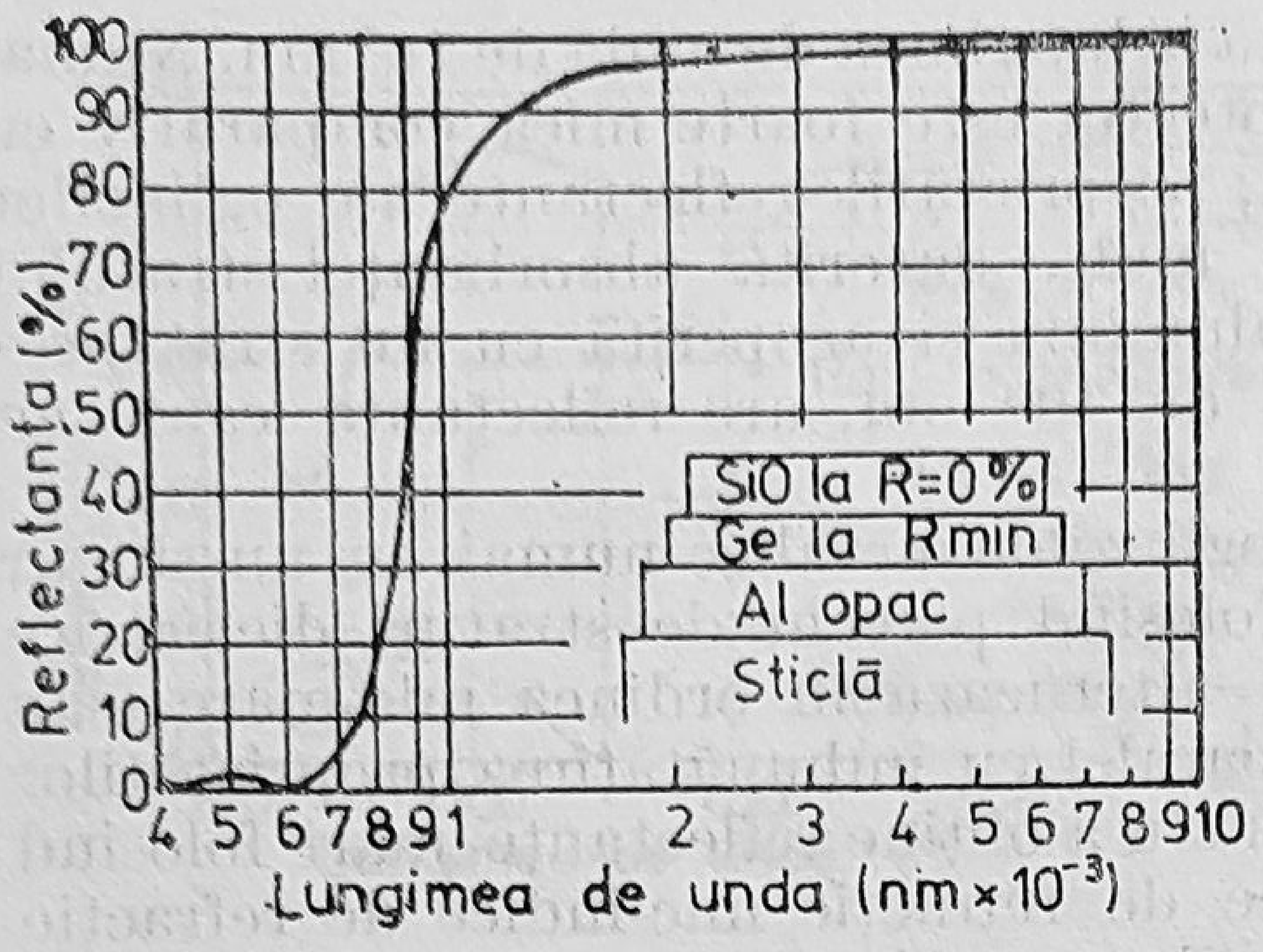


Fig. 4.30. Reflectanța oglinzii filtru de Al — — Ge — SiO. Depunerea straturilor s-a controlat la $\lambda = 430$ nm.

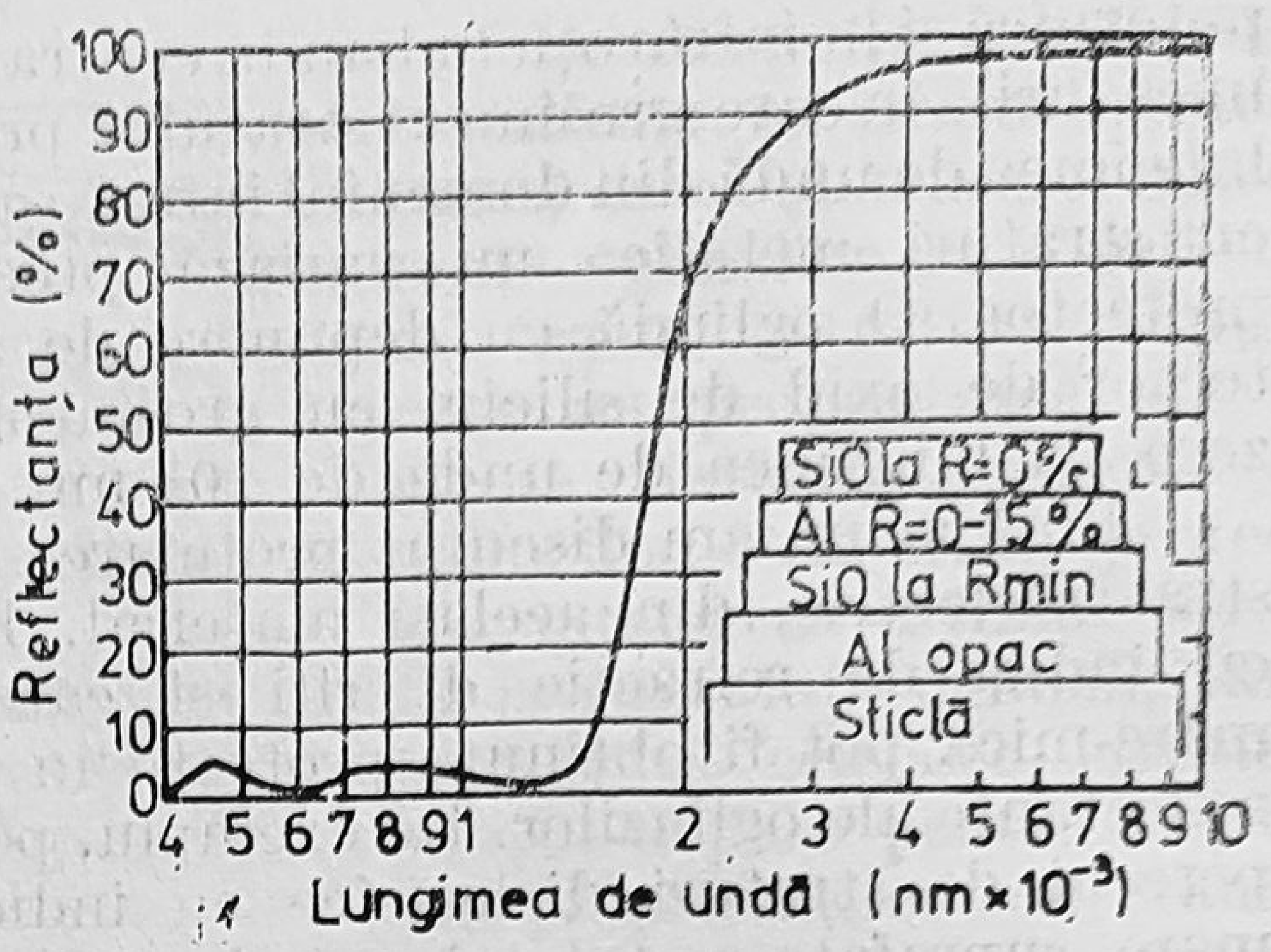


Fig. 4.31. Reflectanța oglinzii filtru de Al + SiO — Al + SiO. Depunerea straturilor s-a controlat la $\lambda = 550$ nm.

rare, un strat de germaniu, care, controlat continuu la o anumită lungime de undă din vizibil, micșorează reflectanța oglinzii de la aproximativ 91% la valoarea minimă de aproximativ 30—40 %. Se depune apoi un strat de oxid de siliciu pînă ce reflectanța devine zero. Dacă prepararea oglinzii filtru se controlează la lungimea de undă de 430 nm, reflectanța oglinzii filtru în domeniul vizibil este de aproximativ 2%, crește rapid în jurul lungimii de undă de 800 nm, atinge 80% la lungimea de undă de 1000 nm și 90% la lungimea de undă de 1200 nm, pentru ca la lungimi de undă mai mari de 2000 nm reflectanța să fie egală cu cea a oglinzii cu strat de aluminiu, neprotejată. Controlînd depunerea straturilor subțiri de Ge și SiO la lungimi de undă mai mari din domeniul vizibil, saltul de reflectanță se poate deplasa către lungimi de undă mai mari.

Un alt tip de oglindă filtru, cu aplicații mai diverse, este prezentată în fig. 4.31. Folosind alte tipuri de straturi sau modificînd grosimea acestora, se pot obține oglinzi filtru care să satisfacă cele mai diferite scopuri.

D. Straturi subțiri reflectante în vacuumul ultraviolet. Interesul tot mai mare manifestat în ultima perioadă față de spectroscopia de vacuum ultraviolet a dus la creșterea interesului și față de îmbunătățirea proprietăților reflectante ale straturilor subțiri depuse pe oglinzi sau rețele de difracție în acest domeniu spectral, adică pentru lungimi de undă mai mici de 2000 nm.

Dintre materialele folosite pentru obținerea straturilor subțiri tot aluminiul este cel care se pretează cel mai bine scopului urmărit. Spre deosebire însă de celelalte domenii spectrale, în vacuumul ultraviolet pelicula de oxid de aluminiu care se formează la suprafața stratului de aluminiu duce la micșorarea reflectanței. Spre exemplificare, prezentăm în figura 4.32 reflectanța în vid și în aer a oglinzii de aluminiu în funcție de timpul scurs de la prepararea ei, pentru trei lungimi de undă din vacuumul ultraviolet.

Pentru îmbunătățirea performanțelor optice ale oglinzii de aluminiu se acoperă cu un alt strat de MgF_2, rezultatele obținute fiind cele prezentate în figura 4.33. Și alte substanțe se folosesc cu rezultate bune pentru obținerea unor reflectanțe mari în vacuumul ultraviolet. Folosirea lor depinde de scopul urmărit, iar literatura de specialitate oferă date complete asupra acestei probleme, în special prin rezultatele obținute în ultimul timp.

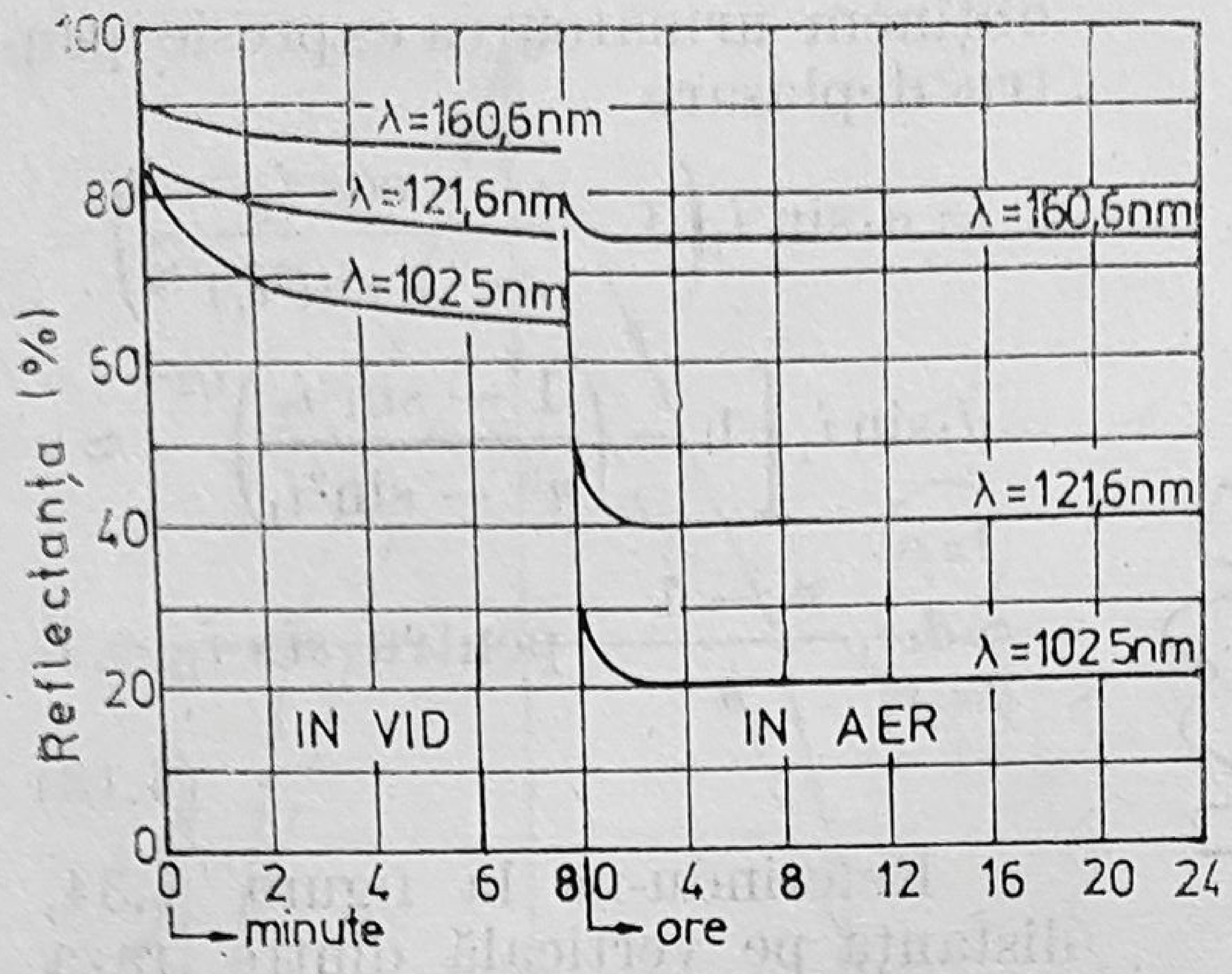


Fig. 4.32. Efectul de îmbătrînire în vid și, respectiv, în aer asupra reflectanței oglinzii de aluminiu.

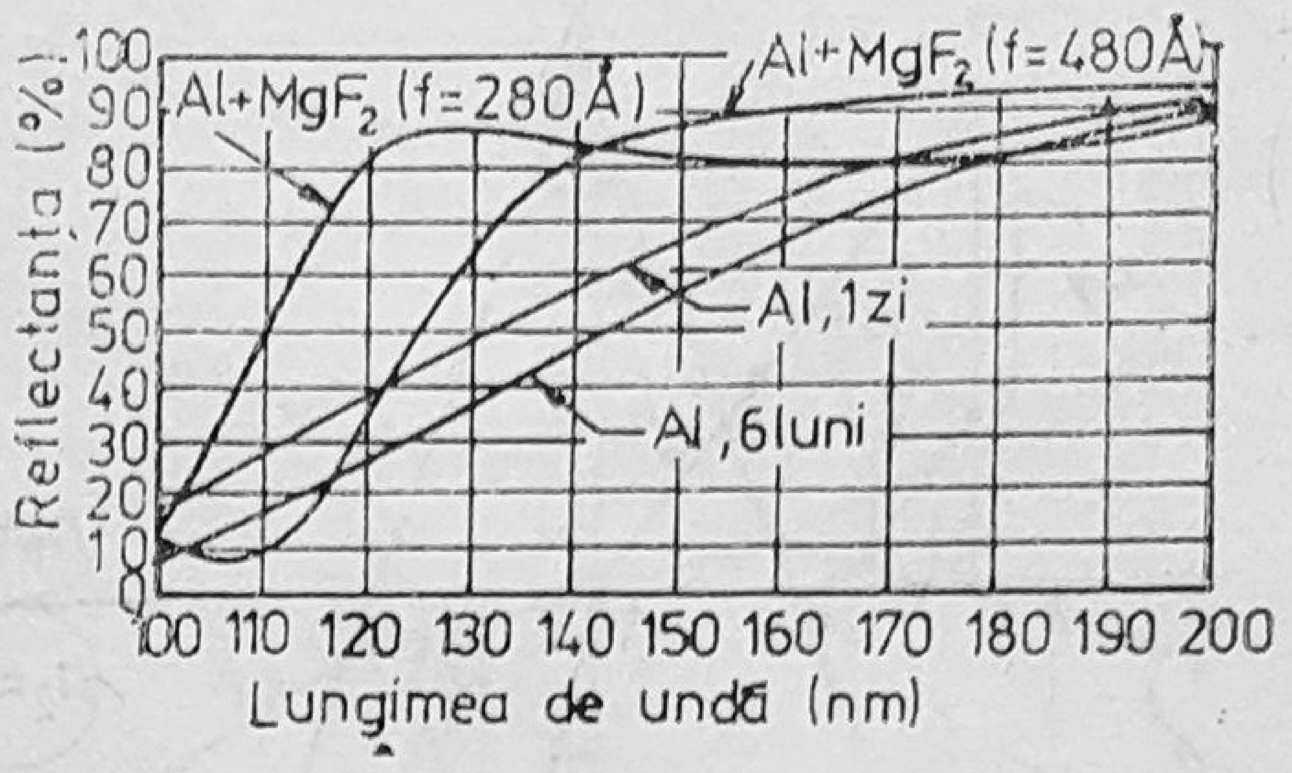


Fig. 4.33. Reflectanța unei oglinzi de aluminiu cu strat protector de MgF_2 și, respectiv, fără strat protector.

4.3. PRISME

Deși folosind una sau mai multe oglinzi putem determina modificări ale luminii, problemele tehnice implicate pot fi uneori foarte serioase. În primul rînd, sensibilitatea stratului subțire metalic se poate modifica în urma acțiunii agenților chimici și a acțiunilor mecanice. În al doilea rînd, este foarte dificil să se respecte toleranțele de unghiuri implicate. De aceea, un sistem de mai multe oglinzi poate uneori să fie înlocuit printr-o singură piesă optică de sticlă cu suprafețe reflectante și refractante, convenabil localizate, numită prismă. Prismele se folosesc adesea pentru dispersia unghiulară sau pentru filtrarea componentelor polarizate ale luminii.

Planul determinat de axa optică și de normala la suprafața lentilei se numește *plan principal*. Cînd fețele active ale prismei — sau ale unei părți a prismei — au normalele coplanare, planul normalelor se numește *plan de bază*. În practică, planurile de bază ale unui set de suprafețe, luate două cîte două, formează unghiuri mici între ele, numite *erori piramidale*, care nu trebuie să fie mai mari de 5′.

În general, fața reflectantă a unei prisme trebuie să fie acoperită cu un strat subțire, metalic (asemenea oglinzilor), exceptînd însă toate situațiile în care unghiul de incidență este egal sau mai mare decît unghiul de deviație minimă.

4.3.1. Lama cu fețe plan-paralele. Prisma poligonală

Fie lama cu fețele plan-paralele, reprezentată în figura 4.34, făcută dintr-un material transparent, cu indicele de refracție n și fie d grosimea lamei. Dacă raza incidentă pe una dintre fețele lamei este oblică, formînd unghiul de incidență i_1 cu normala, raza emergentă va fi paralelă cu raza incidentă și deplasată cu distanța δ. Folosind legea lui Snell și funcțiile trigonometrice de bază,

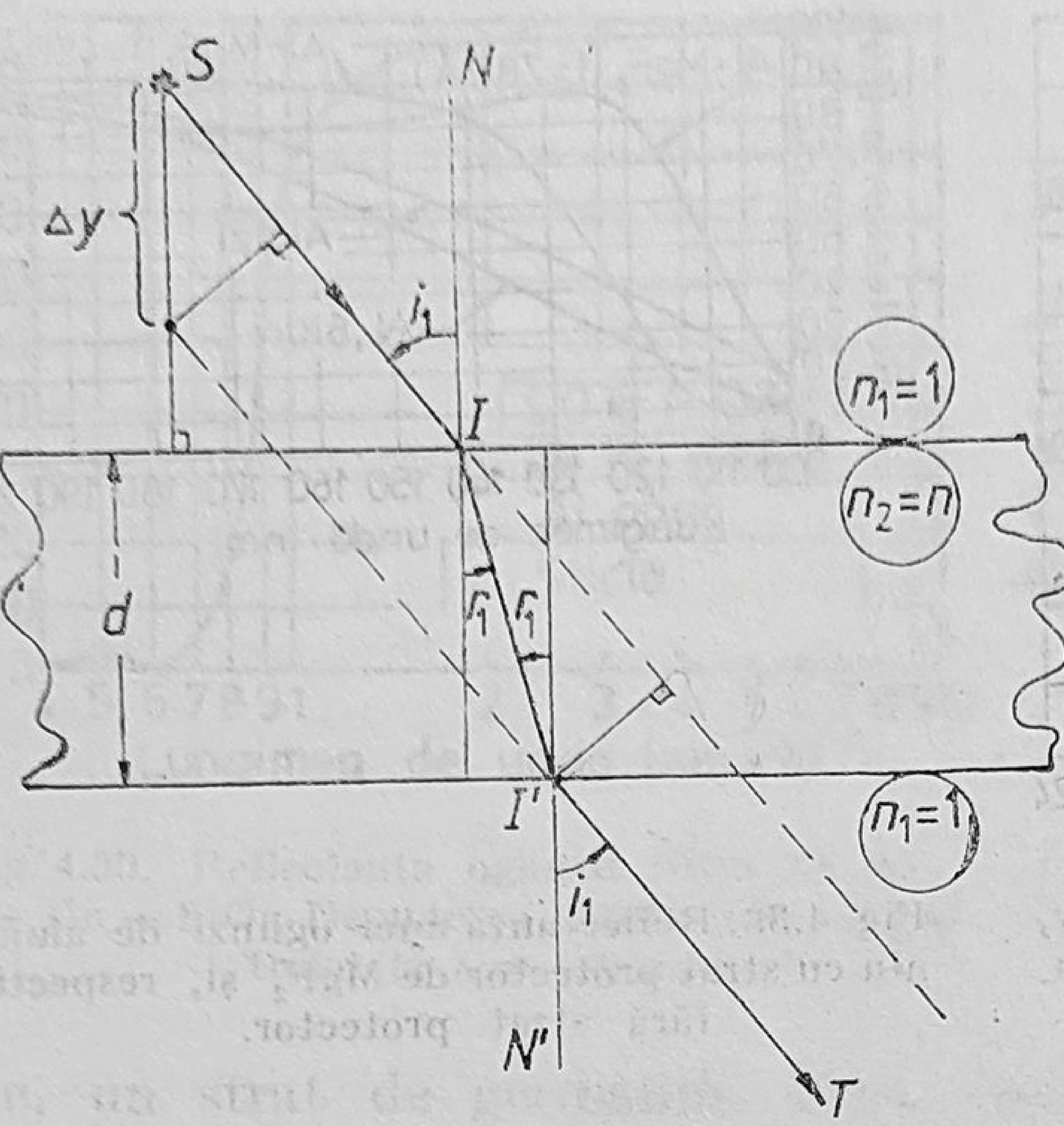


Fig. 4.34. Lama cu fețe plan-paralele.

obținem următoarea expresie pentru deplasare

$$\delta = d\cdot\sin i_1\left(1 - \frac{\cos i_1}{(n^2 - \sin^2 i_1)^{1/2}}\right) = $$

$$= d\cdot\sin i_1\left[1 - \left(\frac{1 - \sin^2 i_1}{n^2 - \sin^2 i_1}\right)^{1/2}\right] \approx$$

$$\approx d\cdot i_1\cdot\frac{n-1}{n}, \text{ pentru } \sin i_1 \ll 1. \tag{4.18}$$

Referindu-ne la figura 4.34, distanța pe verticală dintre raza incidentă și raza emergentă, Δy, este dată de expresia

$$\Delta y = d\cdot\frac{1 - \cos i_1}{(n^2 - \sin^2 i_1)^{1/2}} =$$

$$= d\cdot\left[1 - \left(\frac{1 - \sin^2 i_1}{n^2 - \sin^2 i_1}\right)^{1/2}\right] \approx d\cdot\frac{n-1}{n}, \text{ pentru } \sin i_1 < 1. \tag{4.19}$$

Deoarece deplasarea pe verticală, Δy, depinde de unghiul de incidență, i_1, lama cu fețe plan-paralele introduce aberația de sfericitate egală cu

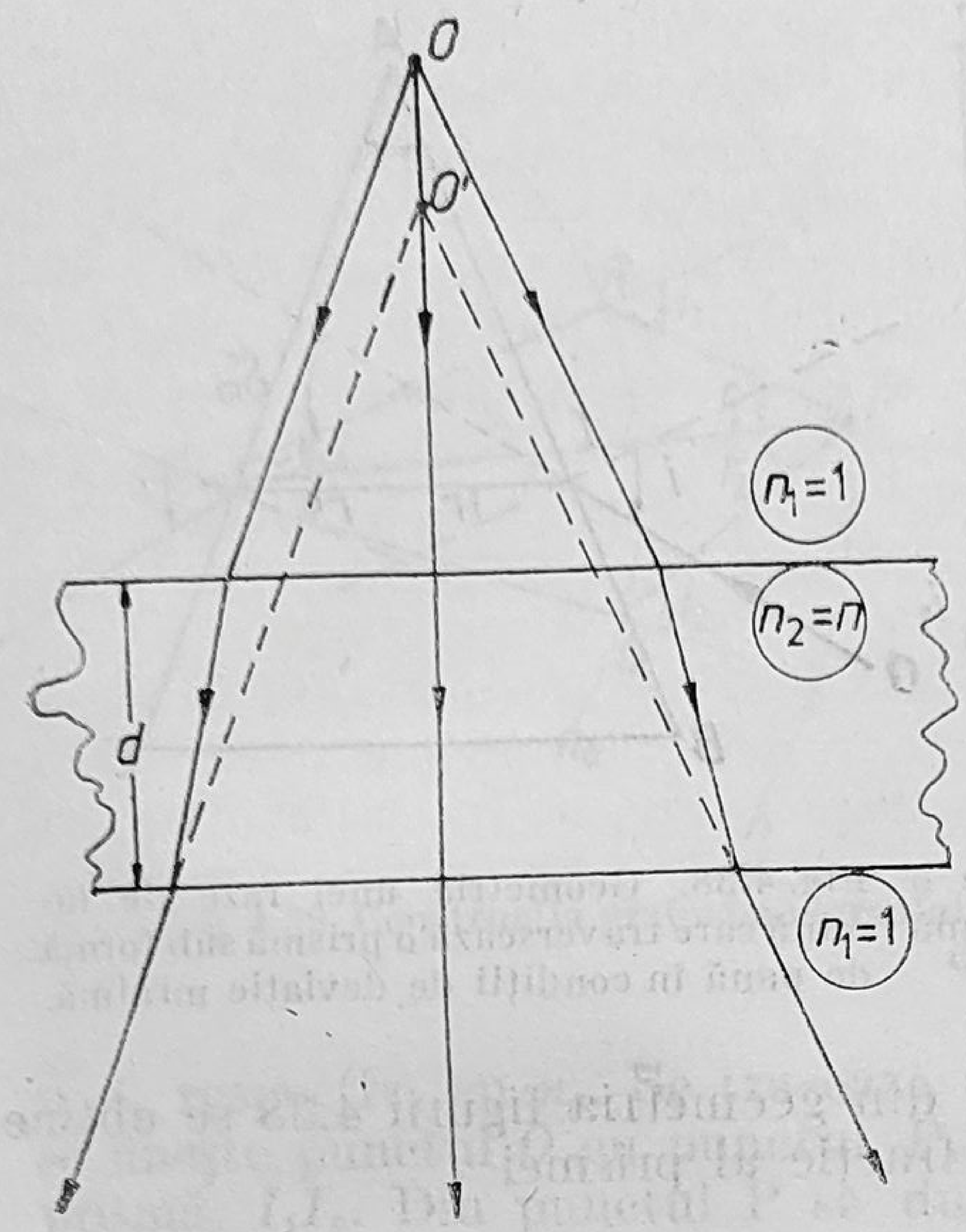
$$\Delta_2 y = \frac{d}{n}\left[1 - \left(\frac{1 - \sin^2 i_1}{1 - \frac{\sin^2 i_1}{n^2}}\right)\right]^{1/2}. \tag{4.20}$$

O lamă cu fețele plan-paralele, introdusă într-un sistem optic, deplasează imaginea cu distanța Δy și introduce aberația de sfericitate $\Delta_2 y$, care trebuie considerată în toate cazurile în care razele de lumină nu sînt perpendiculare pe lamă.

Să considerăm acum că pe lama cu fețe plan-paralele cade un fascicul divergent de raze paraxiale, provenite din același punct O (fig. 4.35). Razele emergente formează tot un fascicul divergent, care formează imaginea O', apropiată de lamă cu distanța OO', egală cu

$$OO' = d\cdot\left(1 - \frac{1}{n}\right). \tag{4.21}$$

Dacă lama este rotită cu un unghi θ fasciculul emergent devine astigmatic, ceea ce determină formarea a două imagini, S și T, care sînt paralelă și, respectiv, perpendiculară pe planul de incidență, numite imagini astigmatice. Lama cu fețe plan-paralele prezintă și aberația de astigmatism, așa cum am arătat, și aberația coma, pe care o vom prezenta mai pe larg în cazul lentilelor.



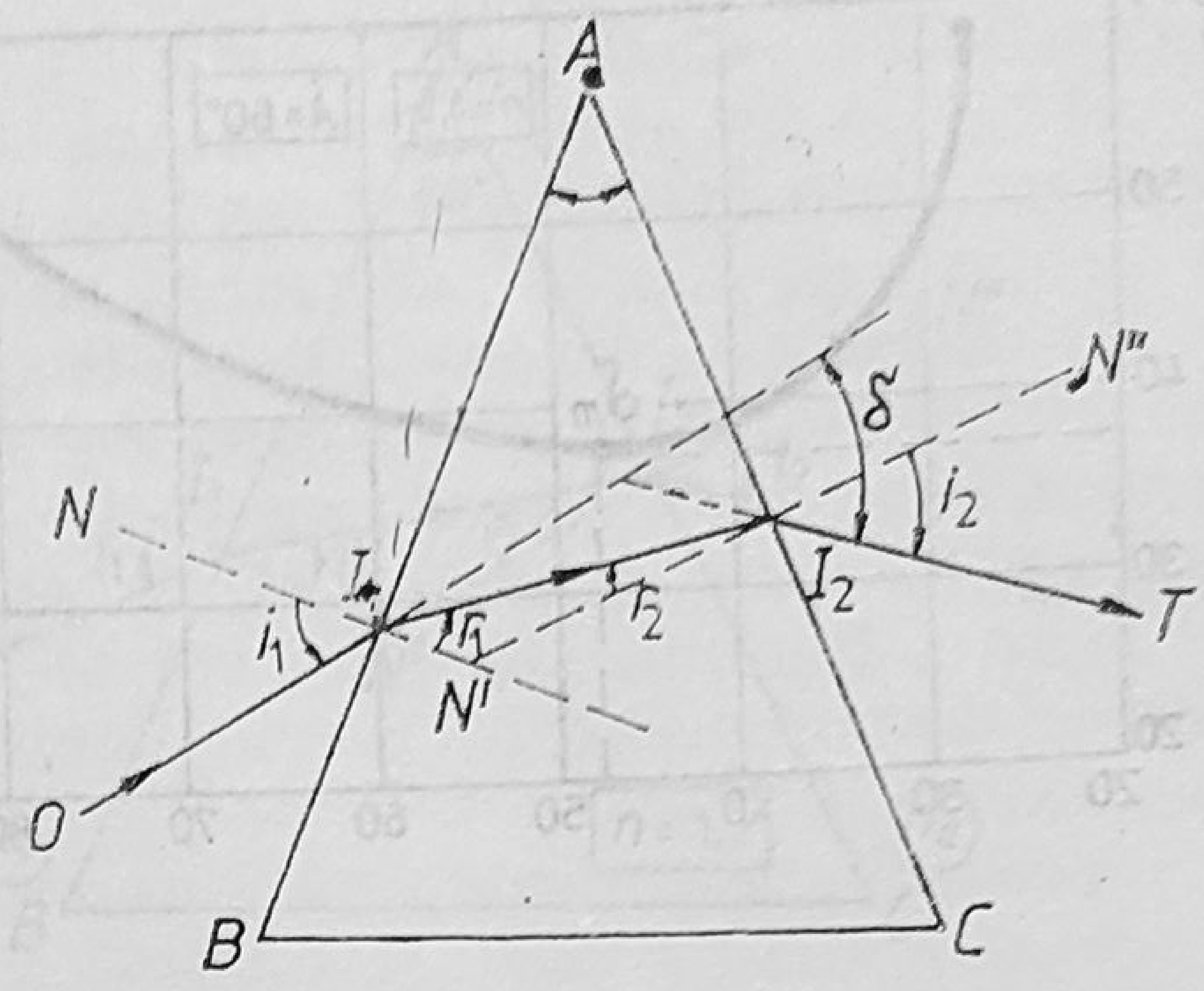


Fig. 4.36. Geometria asociată refracției luminii de către o prismă sub formă de pană.

Fig. 4.35. Refracția fasciculelor divergente pe lama cu fețe plan-paralele.

4.3.2. Prisma în formă de pană. Prismele subțiri

Spre deosebire de lama cu fețe plan-paralele, la care cele două suprafețe ale lamei sînt, așa cum arată și denumirea, paralele, în cazul prismei sub formă de pană cele două suprafețe sînt înclinate sub un unghi A, numit *unghiul prismei*, deci deviația produsă de prima suprafață nu mai este anulată de cea de-a doua suprafață, ci, din contră, este amplificată, așa cum se poate vedea din reprezentarea schematică, dată în figura 4.36.

Linia continuă din fig 4.36 arată drumul razei incidente OI_1, sub unghiul de incidență i_1, prin prismă și la ieșirea din prismă. Cu notațiile din figură, raza emergentă, I_2T, este deviată, față de raza incidentă, OI_1, cu unghiul δ, dat de expresia

$$\delta = (i_1 + i_2) - (r_1 + r_2) = (i_1 + i_2) - A. \tag{4.22}$$

unde r_1 este unghiul de refracție la prima față a prismei, i_2 este unghiul de emergență format de raza emergentă cu normala (unghiul de refracție la cea de-a doua față), iar r_2 este unghiul de incidență la cea de-a doua față.

Unghiul de deviație, δ, variază mult cu unghiul de incidență, iar rezultatele furnizate de expresia (4.22) sînt confirmate de experiență. Menținînd aceeași direcție a razei incidente OI_1 și rotind continuu prisma, așa fel ca unghiul de incidență i_1 să varieze continuu, pornind de la unghiuri de incidență mici către unghiuri de incidență mari, se observă că unghiul de deviație, δ, scade, ajunge la o valoare minimă și apoi începe să crească, așa cum se arată în figura 4.37 pentru un caz particular de prismă. Reținem că reprezentările din figurile 4.36 și 4.37 sînt date pentru cazul luminii monocromatice.

Valoarea minimă a unghiului de deviație, δ se numește *unghi de deviație minimă*, δ_m, și corespunde situației în care $i_1 = i_2$ și $r_1 = r_2$. Mersul razei de lumină prin prismă, în cazul deviației minime, este arătat în figura 4.38, direcția razei în prismă fiind paralelă cu baza prismei. Folosind legile reflexiei și

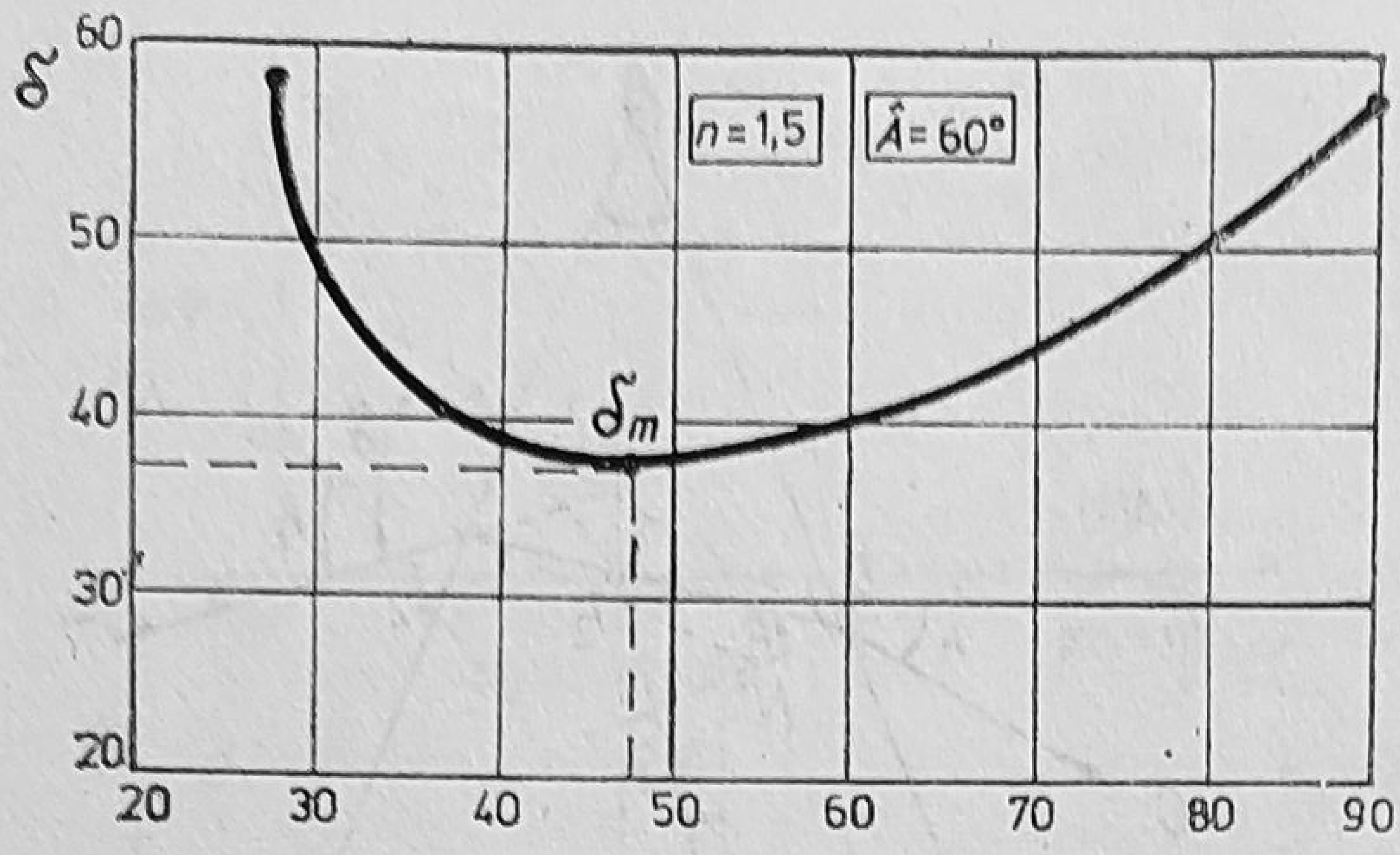


Fig. 4.37. Reprezentarea grafică a deviației date de o prismă cu $\alpha = 60°$ și $n = 1{,}50$. Pentru deviația minimă $\delta = 37{,}2°$, $i_1 = 48{,}6°$ și $i_2 = 30°$.

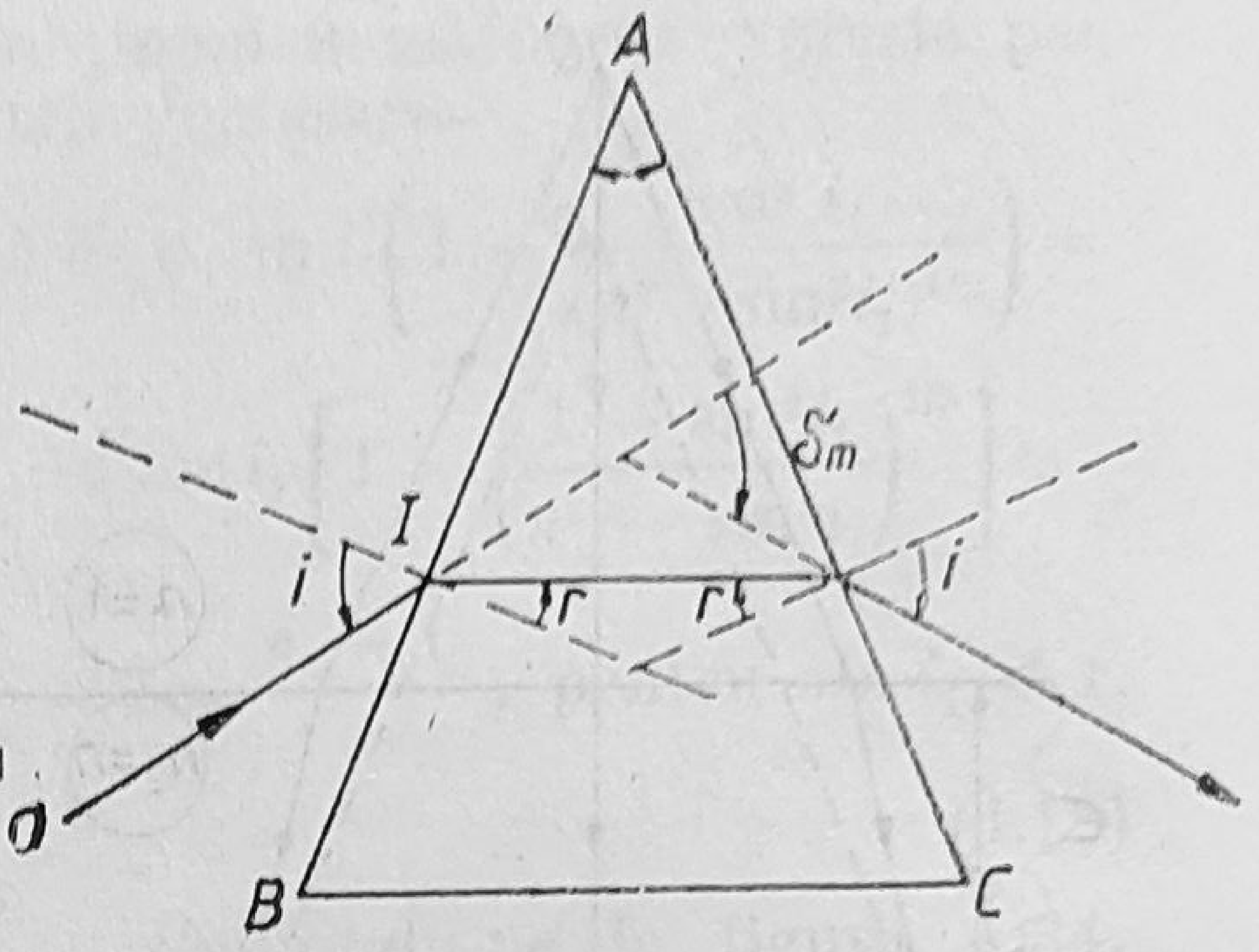


Fig. 4.38. Geometria unei raze de lumină care traversează o prismă sub formă de pană în condiții de deviație minimă.

refracției, în condiții de deviație minimă, din geometria figurii 4.38 se obține următoarea expresie pentru indicele de refracție al prismei

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(A + \delta_m)}{\sin \frac{1}{2} A} . \tag{4.23}$$

Folosirea prismelor în spectrografe sau spectroscoape trebuie făcută la unghiul de deviație minimă, deoarece, în caz contrar, orice convergență sau divergență a luminii incidente va determina astigmatismul imaginii.

Expresiile obținute mai înainte pentru prisma sub formă de pană se simplifică mult, dacă unghiul A al prismei este suficient de mic pentru a putea considera $\sin A \approx A$ și $\sin \delta \approx \delta$. Toate prismele care au unghiul A mai mic de 0,1 rad (sau 5.7°), satisfac această aproximație și se numesc prisme subțiri sub formă de pană, pentru care putem scrie

$$n \approx \frac{\delta_m + A}{A} = 1 + \frac{\delta_m}{A} \tag{4.24}$$

și

$$\delta_m \approx (n - 1)\, A.$$

Se obișnuiește ca puterea prismei să se definească prin deviația (deflexia), exprimată în centimetri, a razei de lumină la distanța de 1 m, în care caz unitate de putere se numește dioptria prismei. O prismă care are puterea de o dioptrie deplasează raza, pe un ecran aflat la distanța de 1 m, cu 1 cm.

Posibilitatea trasării grafice a mersului razelor de lumină în cazul prismelor este luată în considerație la proiectarea lor. Să considerăm o prismă cu unghiul $A = 60°$ și $n = 1{,}50$, care se folosește în aer. Dealtfel, în analiza făcută am considerat tot timpul că prisma se află în aer ($n_a = 1$). După desenarea prismei la scară și trasarea unghiului de incidență i_1, construcția grafică se continuă astfel (fig. 4.39). Alăturat, se trasează dreapta OR, paralelă cu raza incidentă OI_1 și apoi se trasează două arce de cerc, cu centrul în O, cu razele proporționale cu

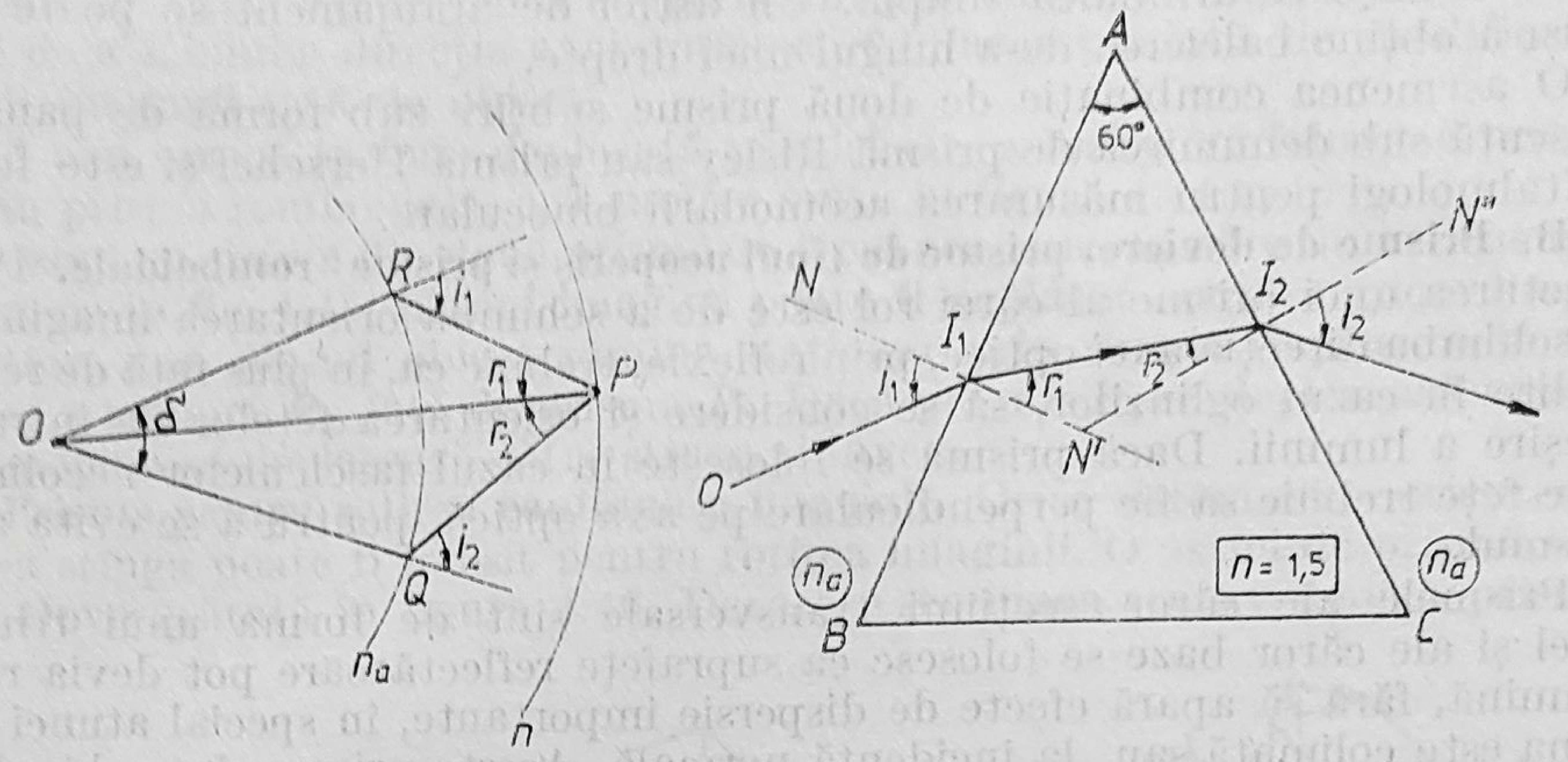


Fig. 4.39. Construcţia grafică a mersului razelor de lumină în cazul unei prisme sub formă de pană.

n şi, respectiv, cu n_a. Se trasează dreapta RP, paralelă cu normala NN' şi se uneşte punctul O cu punctul P, deci dreapta OP are chiar direcţia razei în prismă, I_1I_2. Din punctul P se duce o paralelă la normala $N'N''$, care trece prin punctul I_2, paralelă care intersectează în punctul Q arcul de cerc de rază proporţională cu n_a. Dreapta OQ defineşte acum direcţia razei emergente, I_2T, care se trasează şi ea. De remarcat că unghiul RPQ este egal cu unghiul A al prismei, iar unghiul ROQ este egal cu unghiul de deviaţie, δ.

4.3.3. Tipuri de prisme şi funcţiile lor

În raport cu cele şase funcţii, prezentate la începutul acestui capitol (mai pot fi şi altele), pe care trebuie să le îndeplinească, prismele pot fi de diferite tipuri. Cunoaşterea funcţiilor pe care le poate îndeplini un anumit tip de prismă este de importanţă deosebită.

A. **Combinaţii de două prisme subţiri.** Cînd două prisme subţiri sînt aşezate astfel încît suprafaţa incidentă a celei de-a doua prisme să fie paralelă cu suprafaţa emergentă a primei prisme subţiri (prisme în formă de pană), ca în figura 4.40, deviaţia totală depinde de orientarea relativă a prismelor în raport cu axa normală pe aceste suprafeţe. Dacă prismele se rotesc, în raport cu axa, cu aceeaşi viteză, dar în direcţii opuse, raza deviată va baleia într-un plan, deter-

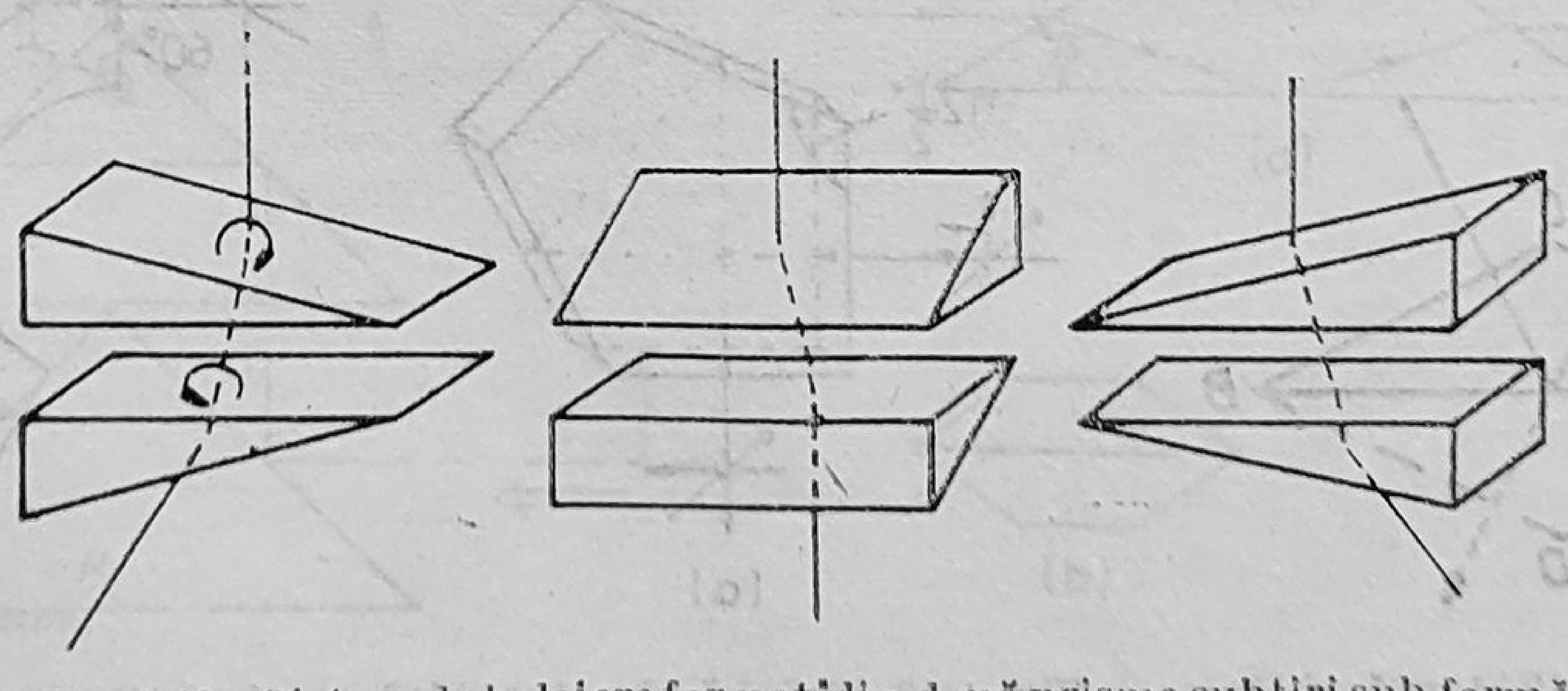


Fig. 4.40. Sistem de baleiere format din două prisme subţiri sub formă de pană.

minînd o mişcare armonică simplă. Un astfel de aranjament se poate folosi pentru a obţine baleierea de-a lungul unei drepte.

O asemenea combinaţie de două prisme subţiri sub formă de pană este cunoscută sub denumirea de prismă Risley sau prismă Herschel şi este folosită de oftalmologi pentru măsurarea acomodării binoculare.

B. **Prisme de deviere, prisme de tipul acoperiş şi prisme romboidale.** Pentru proiectarea unei prisme al cărei rol este de a schimba orientarea imaginii sau de a schimba direcţia axei optice, prin reflexie, trebuie ca, în plus faţă de regulile stabilite în cazul oglinzilor, să se considere şi orientarea feţelor de intrare şi de ieşire a luminii. Dacă prisma se foloseşte în cazul fasciculelor necolimate, aceste feţe trebuie să fie perpendiculare pe axa optică, pentru a se evita astigmatismul.

Prismele ale căror secţiuni transversale sînt de forma unui triunghi isoscel şi ale căror baze se folosesc ca suprafeţe reflectătoare pot devia razele de lumină, fără să apară efecte de dispersie importante, în special atunci cînd lumina este colimată sau la incidenţă normală. Aceste prisme sînt echivalente optic cu o lamă cu feţele plan-paralele plus un reflector. Această echivalenţă este ilustrată în figura 4.41.

În cazul în care axa optică trebuie deviată cu un unghi ρ, fără însă a modifica orientarea imaginii, este convenabil să se folosească o singură prismă cu două feţe reflectătoare, al căror plan de bază coincide cu planul de deviere (determinat de axele optice înainte şi după deviere) şi care formează unghiul $\frac{1}{2}\rho$ una cu alta. Feţele de intrare şi de ieşire trebuie să fie normale pe axa optică. În afară de faptul că, datorită numărului par de reflexii, imaginea este orientată dreapta, o asemenea prismă este superioară unei oglinzi prin faptul că este insensibilă la micile vibraţii accidentale. Exemple de astfel de prisme sînt arătate în fig. 4.42a, b. Deoarece unghiul de incidenţă este mai mic decît unghiul limită, feţele reflectătoare trebuie acoperite cu un strat subţire, metalic.

În cazul în care devierea trebuie combinată cu o imagine orientată stînga, oglinda trebuie înlocuită cu o prismă de tipul acoperiş, formată din două suprafeţe reflectătoare perpendiculare şi o bază al cărei plan este perpendicular pe planul de deviere. Presupunem că vrem să deviem axa optică cu 90°. Acest lucru poate fi realizat fie folosind o oglindă plană, aşezată la 45° faţă de axa optică, obţinînd o imagine orientată stînga, fie folosind o prismă a cărei secţiune transversală este un triunghi dreptunghic isoscel, reflexia făcîndu-se pe baza prismei. Prisma pentagonală se foloseşte numai dacă nu se admite modificarea orientării imaginii

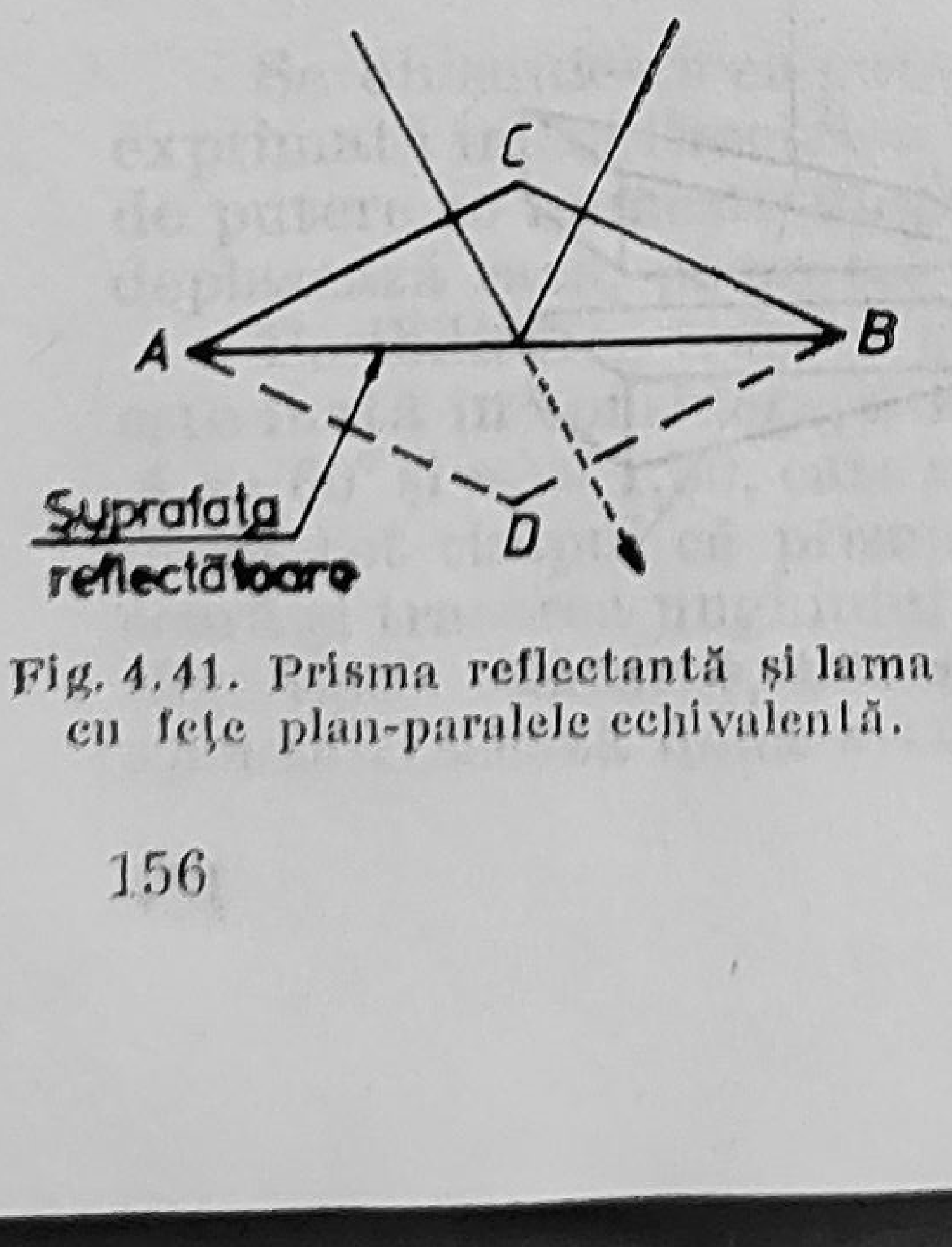


Fig. 4.41. Prisma reflectantă şi lama cu feţe plan-paralele echivalentă.

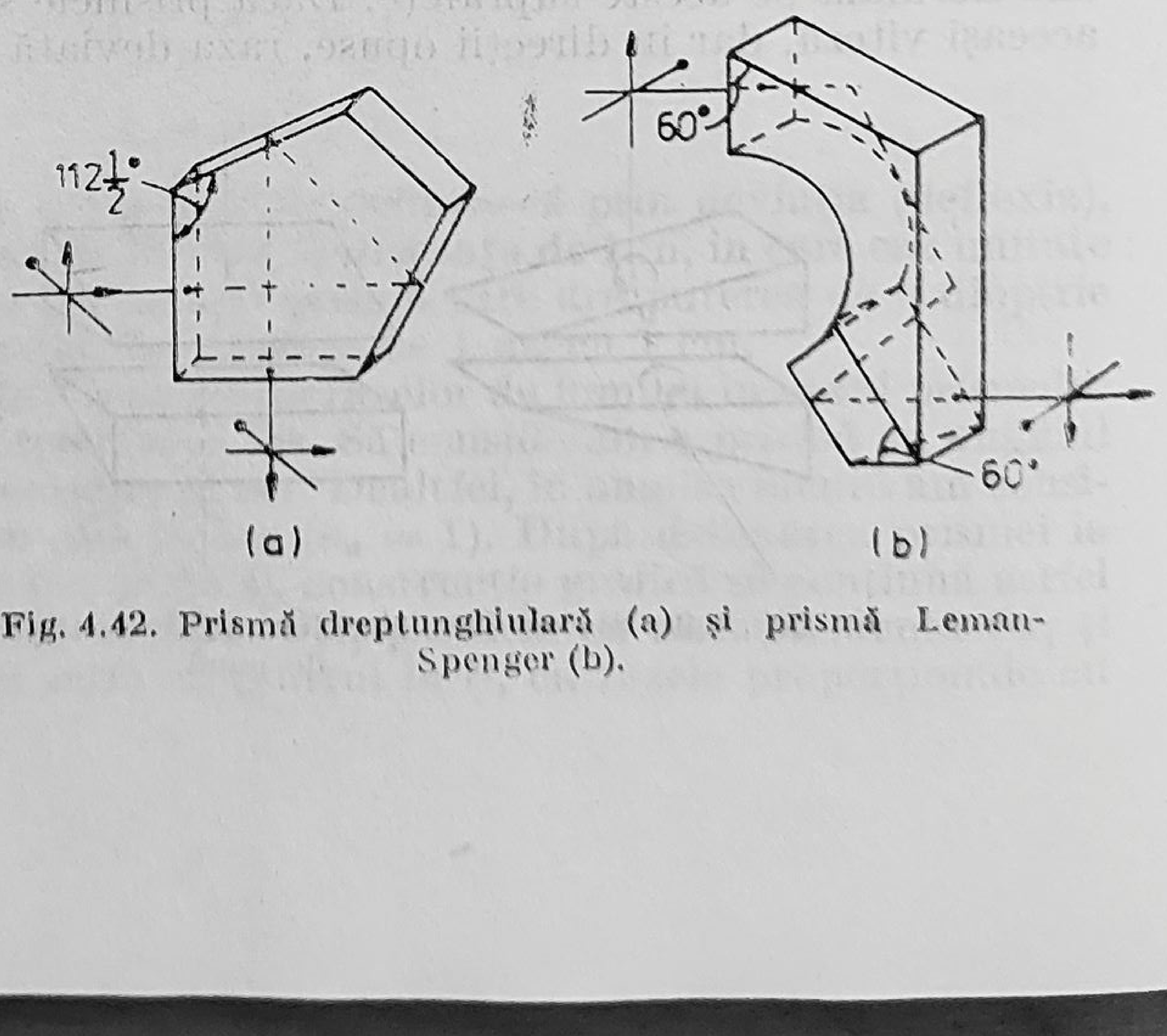


Fig. 4.42. Prismă dreptunghiulară (a) şi prismă Leman-Spenger (b).

față de obiect. Prismele de tipul acoperiș sînt prezentate în figura 4.43a, b și au rolul de a schimba direcția axei optice cu 90°, acompaniată de modificarea orientării imaginii față de obiect.

Cînd axa optică trebuie deplasată paralel cu ea însăși, se folosește prisma Porro sau prisma romboidală, așa cum se arată în figura 4.44 a, b.

Folosind un sistem din două prisme de tipul acoperiș, așezate una deasupra celeilalte, ca în fig. 4.45, planul imagine poate fi deplasat continuu de-a lungul axei optice, deși planul obiect rămîne staționar prin simpla deplasare în sus sau în jos a prismei P_2, față de prisma P_1. Dacă prisma P_2 se deplasează în sus, planul imagine se deplasează către stînga și invers.

C. Prisme pentru rotirea continuă a imaginii. Orice sistem care orientează imaginea stîngă poate fi folosit pentru rotirea imaginii. O astfel de prismă este prisma Dove arătată în figura 4.46. Deoarece secțiunea transversală a prismei

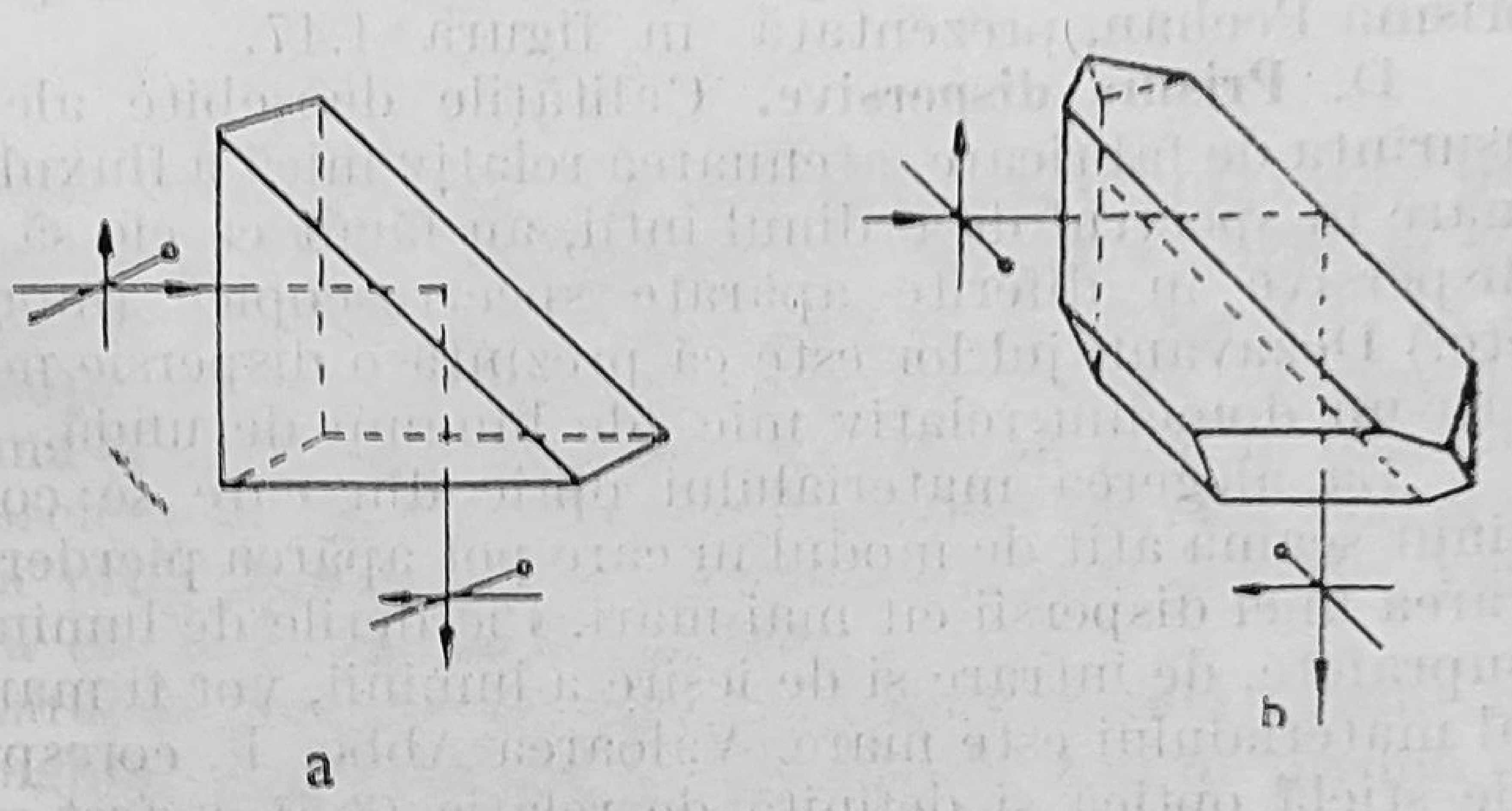


Fig. 4.43. Prismă triunghi isoscel drept (a) și prismă Amici (b).

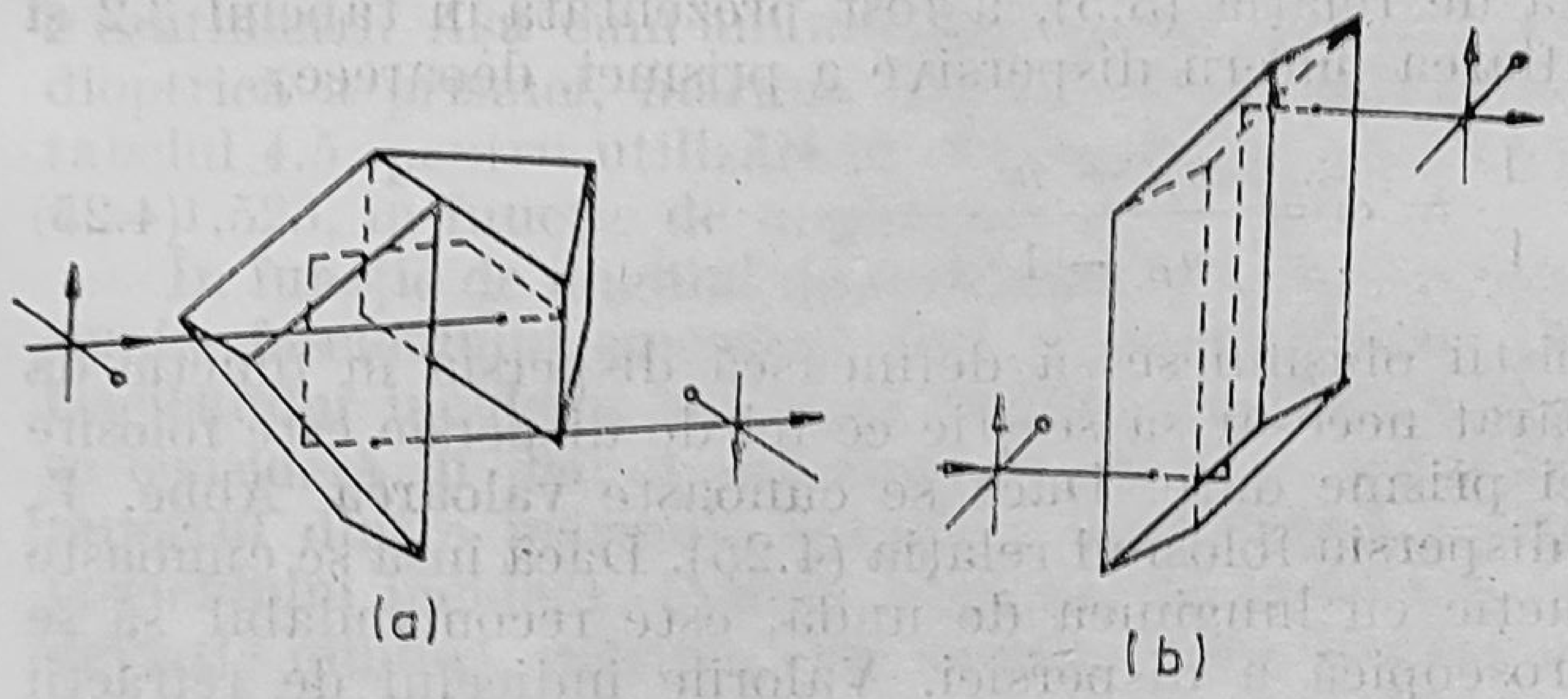


Fig. 4.44. Prismă Porro (a) și prismă romboidală (b).

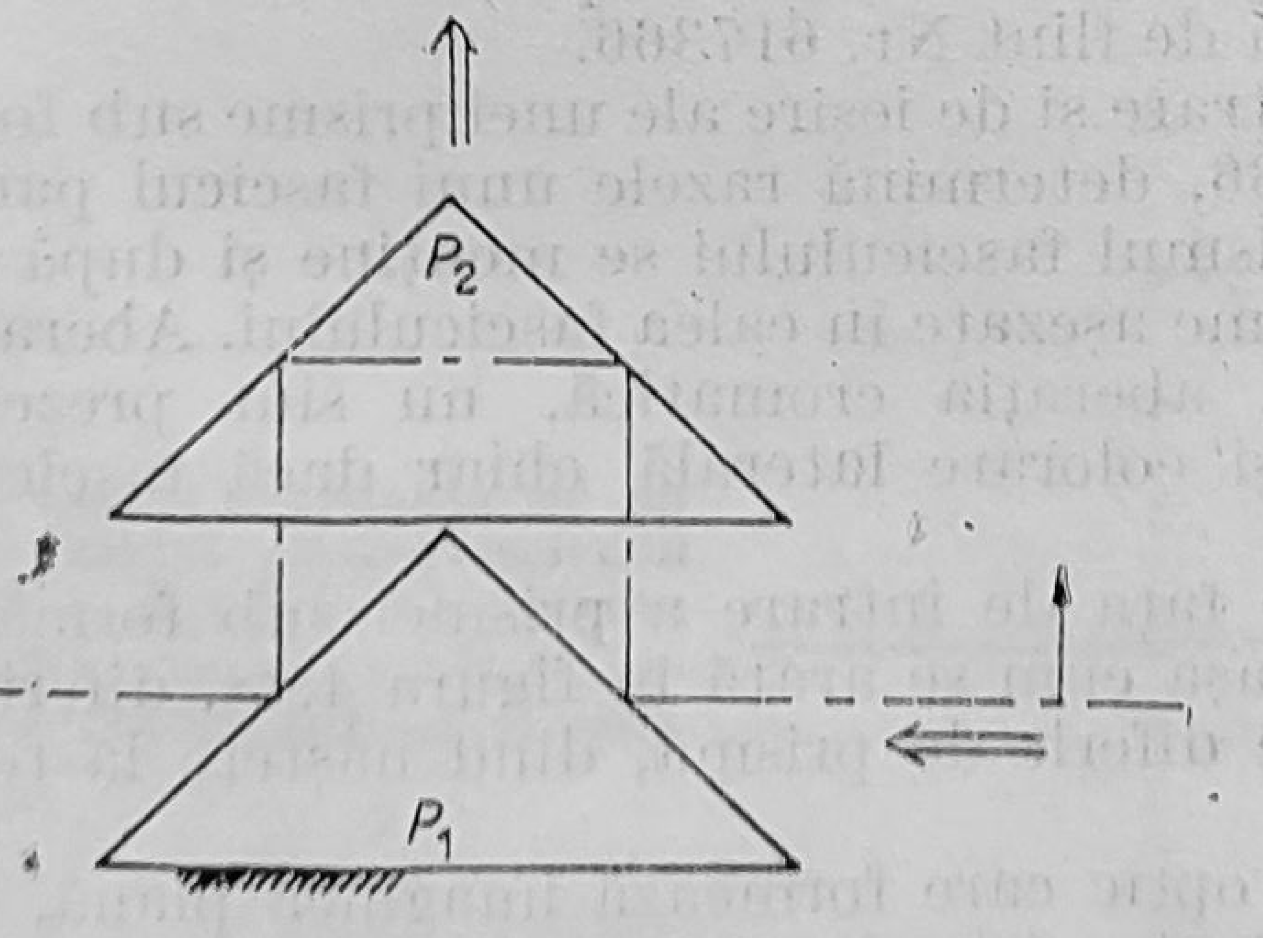


Fig. 4.45. Sistem de deplasare continuă a planului imagine.

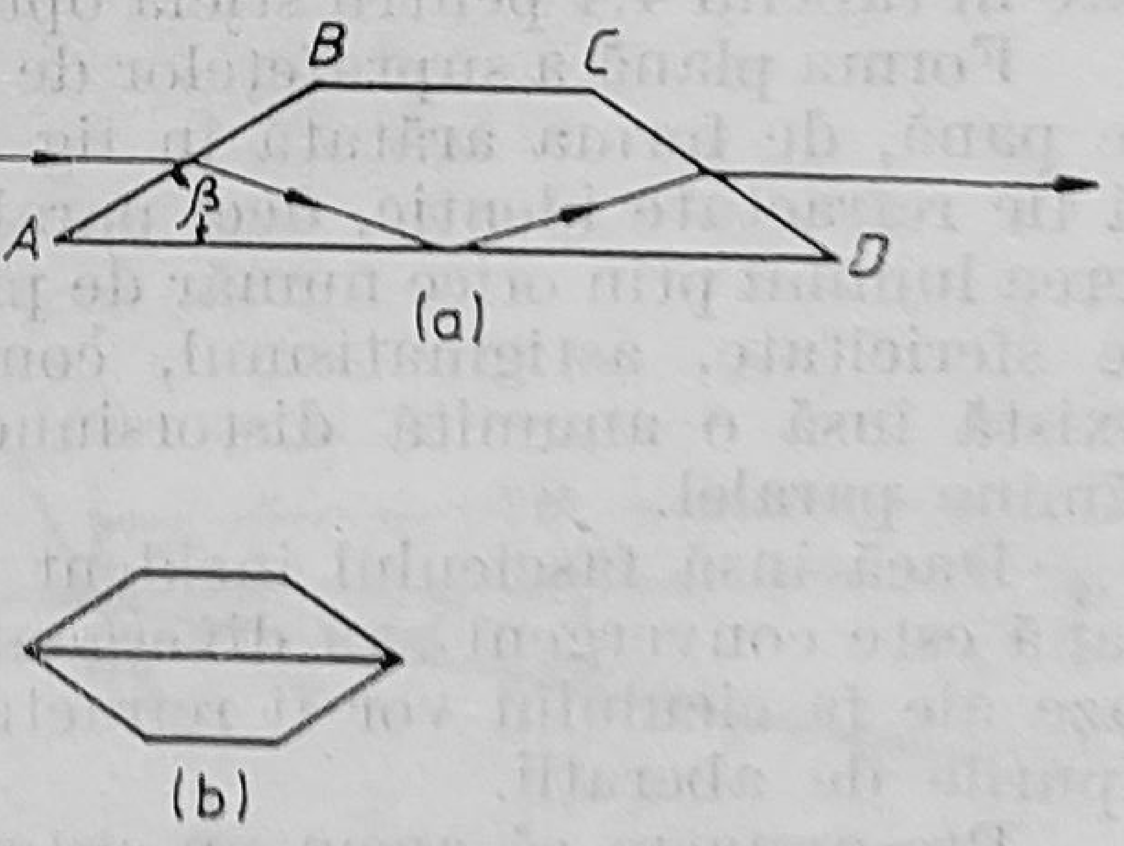


Fig. 4.46. Prismă Dove simplă (a) și prismă Dove dublă (b).

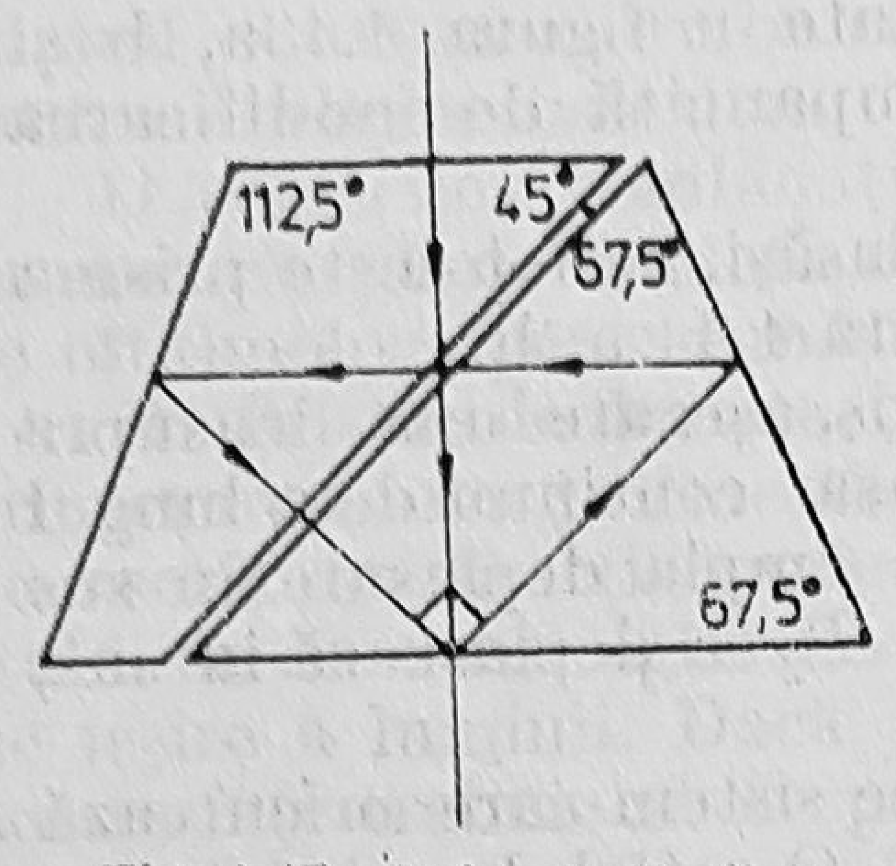


Fig. 4.47. Prismă Pechan.

Dove este un trapez isoscel, refracțiile la cele două fețe, de intrare și de ieșire, nu produce nici un fel de dispersie unghiulară. Din punctul de vedere al refracției, prisma Dove este echivalentă cu o lamă cu fețele plan-paralele, așezată oblic față de axa optică. Acest lucru limitează folosirea ei numai în cazul fasciculelor colimate.

Deși unghiul β al bazei este ales astfel încît să poată fi redusă lungimea prismei, prismele Dove au totuși o lungime mult prea mare. Ea mai poate fi înjumătățită folosind prisma Dove dublă.

În cazul fasciculelor convergente sau divergente, cînd prisma Dove nu poate fi folosită, se folosește prisma Pechan, prezentată în figura 4.47.

D. **Prisme dispersive.** Calitățile deosebite ale prismelor, ca robustețea, ușurința de fabricare, atenuarea relativ mică a fluxului de lumină, luminozitatea mare în spectrul de ordinul întîi, au făcut ca ele să fie folosite intens ca medii dispersive în diferite aparate spectroscopice (monocromatoare, spectrografe etc.) Dezavantajul lor este că prezintă o dispersie neliniară și sînt transparente într-un domeniu relativ mic de lungimi de undă.

La alegerea materialului optic din care se construiesc prismele trebuie ținut seama atît de modul în care pot apărea pierderi de lumină, cît și de asigurarea unei dispersii cît mai mari. Pierderile de lumină prin reflexie la cele două suprafețe, de intrare și de ieșire a luminii, vor fi mari dacă indicele de refracție al materialului este mare. Valoarea Abbe, V, corespunzătoare diferitelor tipuri de sticlă optică și definită de relația (3.5), a fost prezentată în tabelul 3.2 și este foarte utilă pentru aflarea puterii dispersive a prismei, deoarece

$$\text{puterea dispersivă} = \frac{1}{V} = \omega = \frac{n_F - n}{n_D - 1}. \tag{4.25}$$

Deoarece spectroscopiștii obișnuiesc să definească dispersia în funcție dă raportul $dn/d\lambda$, este neapărat necesar să se știe ce fel de dispersie este folosite pentru caracterizarea unei prisme date. Dacă se cunoaște valoarea Abbe, V, atunci putem obține ușor dispersia folosind relația (4.25). Dacă însă se cunoaște variația indicelui de refracție cu lungimea de undă, este recomandabil să se folosească definiția spectroscopică a dispersiei. Valorile indicelui de refracții calculate cu formula propusă de Herzberg, și valorile dispersiei $dn/d\lambda$ sînt arătate în tabelul 4.4 pentru sticla optică de flint Nr. 617366.

Forma plană a suprafețelor de intrare și de ieșire ale unei prisme sub formă de pană, de forma arătată în fig 4.36, determină razele unui fascicul paralel să fie refractate identic, deci paralelismul fasciculului se menține și după trecerea luminii prin orice număr de prisme așezate în calea fasciculului. Aberațiile de sfericitate, astigmatismul, coma, aberația cromatică, nu sînt prezente. Există însă o anumită distorsiune și colorare laterală chiar dacă fasciculul rămîne paralel.

Dacă însă fasciculul incident pe fața de intrare a prismei sub formă de pană este convergent sau divergent, așa cum se arată în figura 4.48, diferitele raze ale fasciculului vor fi refractate diferit de prismă, dînd naștere la toate tipurile de aberații.

Presupunem că avem un sistem optic care formează imaginea plană, lipsită de aberații, a unui obiect și introducem între lentilă și imaginea sa o prismă sub formă de pană, cu unghiul $A = 20°$, așa cum se arată schematic în figura

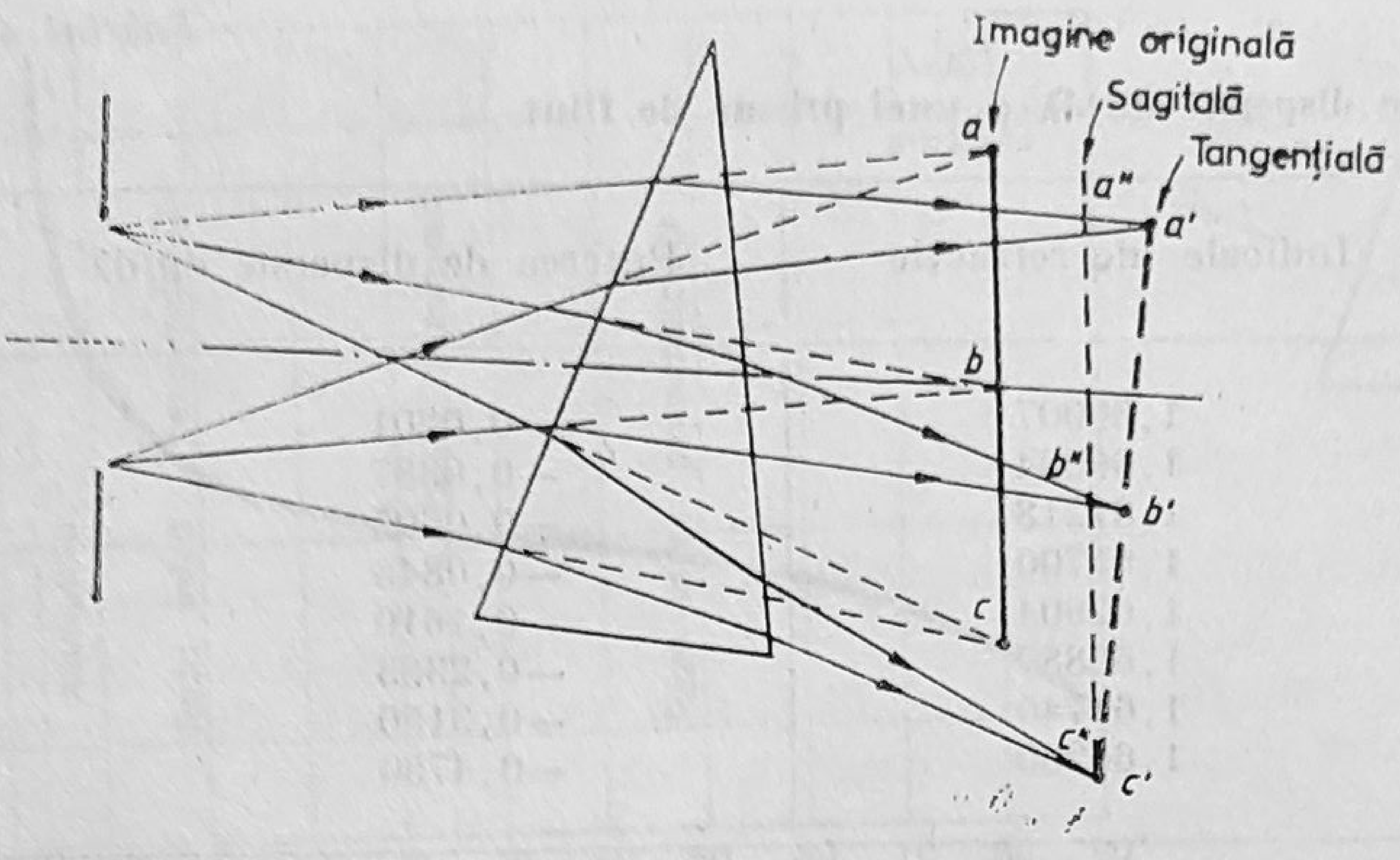


Fig. 4.48. Efectul prezenței unei prisme între o lentilă și imaginea dată de ea.

4.48. În absența prismei, cele trei fascicule convergente, reprezentate cu linii întrerupte, converg în punctele a, b și c, dînd naștere la imaginea originală abc. În prezența prismei fasciculele se focalizează în a', în b' și, respectiv, în c', imaginea $a'b'c'$ fiind aproape perpendiculară pe direcția razelor emergente. Paralel, apar aberațiile coma și astigmatismul, focarele sagitale find în punctele a'', b'' și c''. Rezultă că fasciculele convergente și divergente nu sînt potrivite pentru formarea imaginilor prin prismă, motiv pentru care, mai departe, vom restrînge discuția numai la cazul fasciculelor paralele.

Un fascicul de raze paralele incident pe fața de intrare a unei prisme cu indicele de refracție n și unghiul A, este deviat la distanța de 1 m de prismă cu x centimetri. Așa cum am mai menționat, deviația liniară x se numește puterea dioptrică a prismei, mărime folosită de oftalmologi (fig. 4.49). Prezentăm în tabelul 4.5, pentru utilizări în oftalmologie, puterea dioptrică a unei prisme cu $n = 1{,}523$, în funcție de unghiurile A, r_1 și δ.

În funcție de unghiul de incidență i_1 al fasciculului de raze paralele, dimensiunile fasciculului emergent sînt egale, mai mari sau mai mici decît cele ale fasciculului incident, așa cum rezultă din figura 4.50a, b. Aceste dimensiuni se consideră în planul principal al prismei, iar mărirea prismei este dată de raportul dintre mărimea liniară a fasciculului emergent și mărimea liniară a fasciculului incident. Pentru unghiuri de incidență mai mici decît unghiul de deviație minimă, mărirea este supraunitară, pentru unghiuri de incidență egale cu unghiul de deviație minimă mărirea este egală cu unu, iar pentru unghiuri

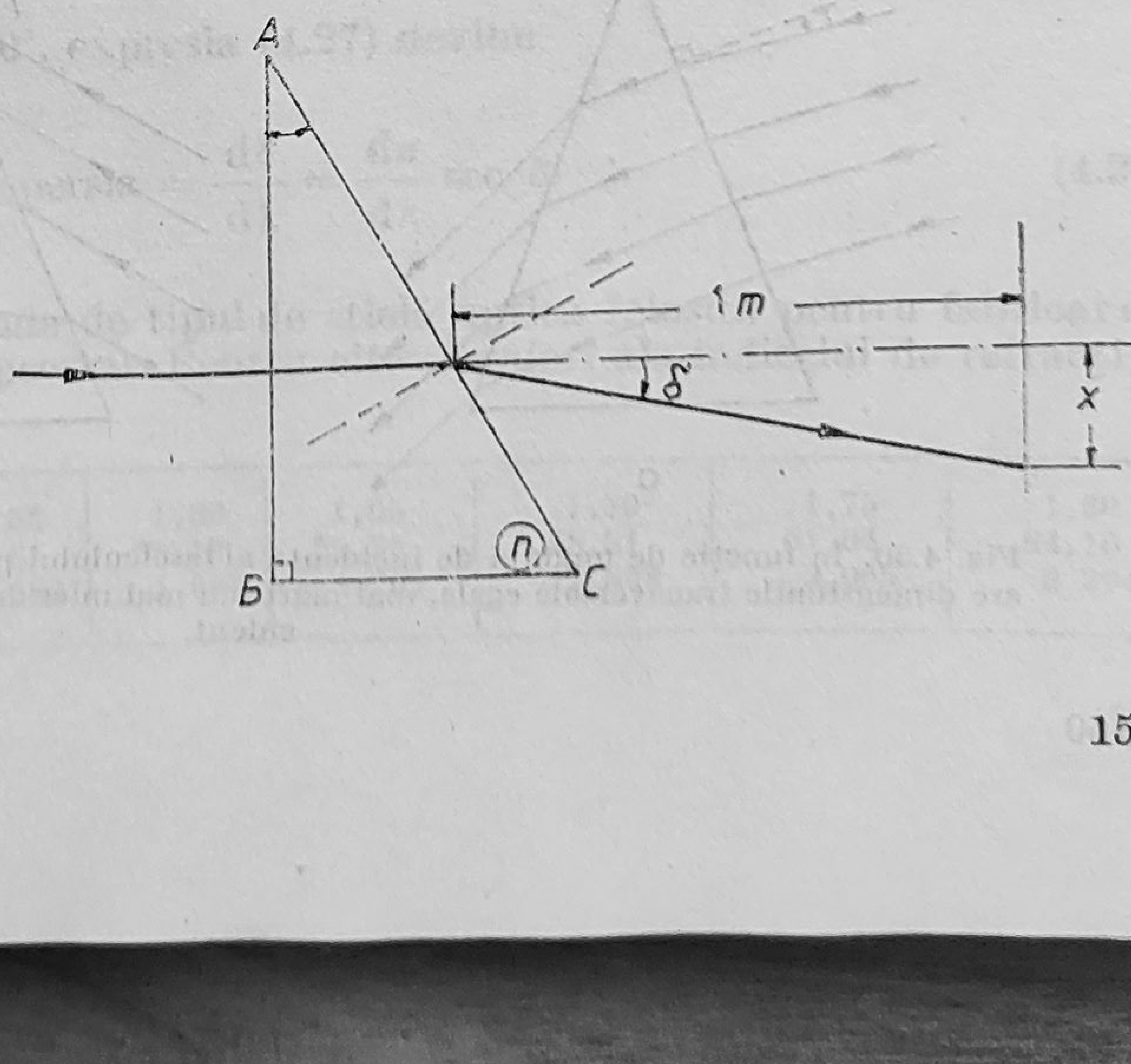


Fig. 4.49. La distanța de un metru față de prismă fasciculul paralel este deviat cu distanța X (cm), numeric egală cu numărul de dioptrii ale prismei.

Tabelul 4.4

Puterea de dispersie $dn/d\lambda$ a unei prisme de flint

Lungimea de undă (µm)		Indicele de refracție	Puterea de dispersie $dn/d\lambda$
M	1,040	1,60007	−0,0201
A'	0,7665	1,60684	−0,0387
C	0,6563	1,61218	−0,0605
D	0,5893	1,61700	−0,0846
F	0,4861	1,62904	−0,1610
g	0,4358	1,63887	−0,2383
h	0,4047	1,64740	−0,3150
m	0,3650	1,66280	−0,4750

Tabelul 4.5

Relația dintre unghiuri și numărul de dioptrii

A(grade)	r_1 (grade)	δ (grade)	Dioptrii
1	1,523	0,523	0,913
2	3,047	1,047	1,828
5	7,628	2,628	4,590
10	15,335	5,335	9,338
20	31,392	11,392	20,149
30	49,597	19,597	35,602
40	78,227	38,227	78,768

de incidență mai mari decît unghiul de deviație minimă mărirea este subunitară. Pentru o prismă dată ($A = 30°$ și $n = 1{,}523$) variația măririi cu unghiul de incidență este dată în figura 4.51. Încă din secolul trecut Brewster a observat că folosirea a două prisme identice așezate succesiv anulează deviația fasciculului emergent de la direcția inițială (fasciculul emergent este doar deplasat) și în același timp dublează compresia fasciculului, așa cum se arată în figura

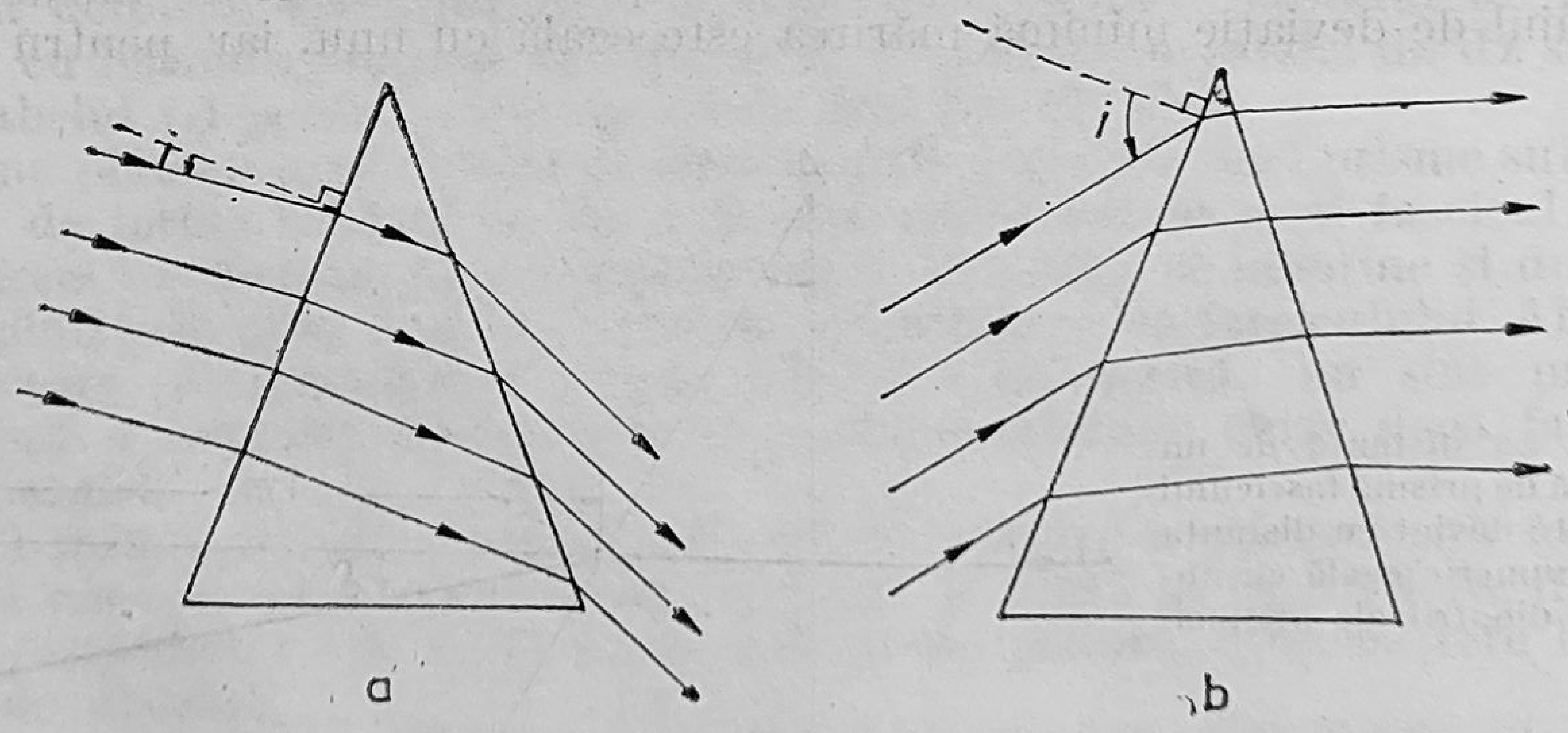


Fig. 4.50. În funcție de unghiul de incidență al fasciculului paralel, fasciculul emergent are dimensiunile transversale egale, mai mari sau mai mici decît cele ale fasciculului incident.

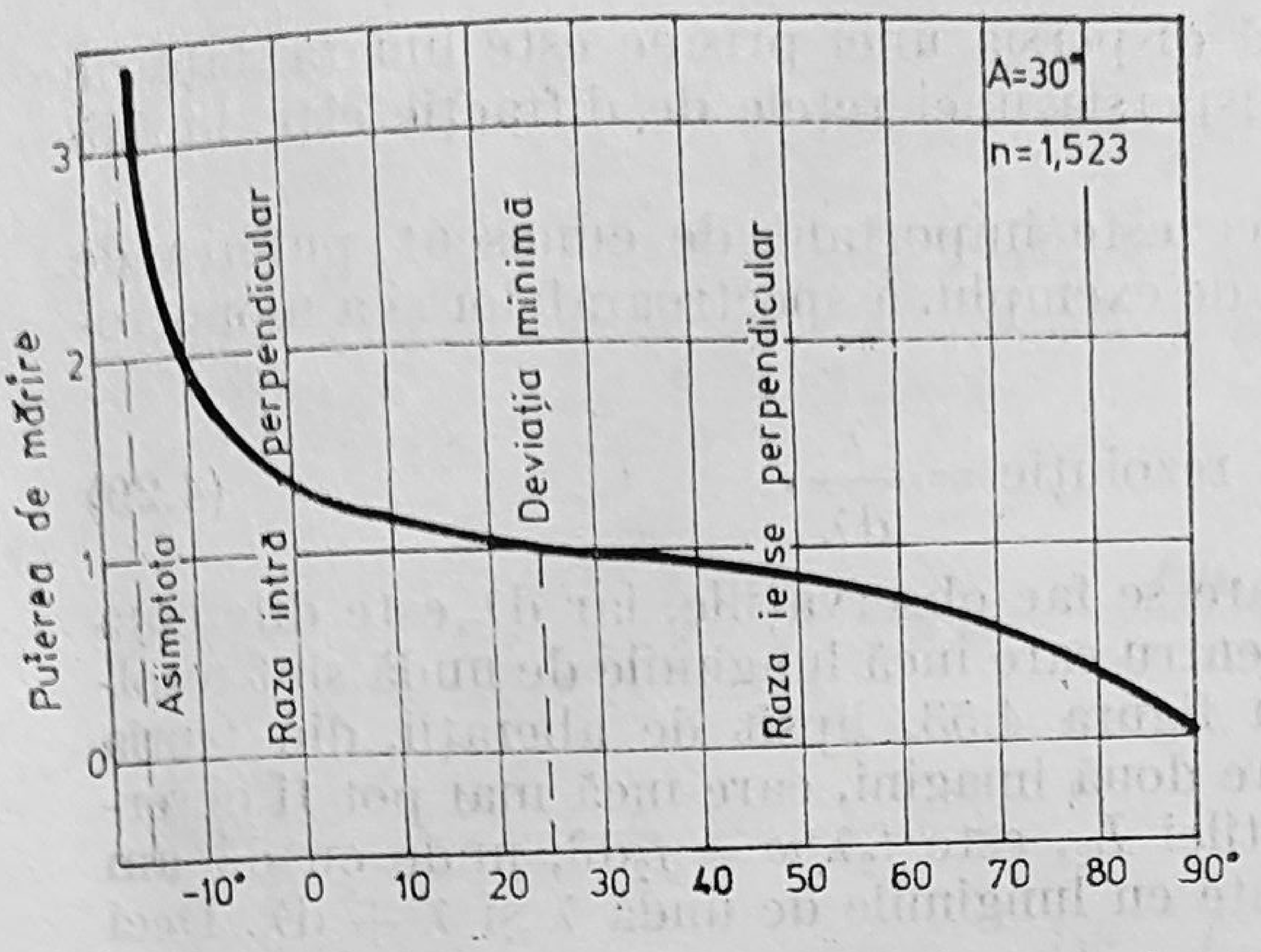


Fig. 4.51. Mărimea dată de o prismă ($A = 30°$ și $n = 1{,}532$), în funcție de valoarea unghiului de incidență.

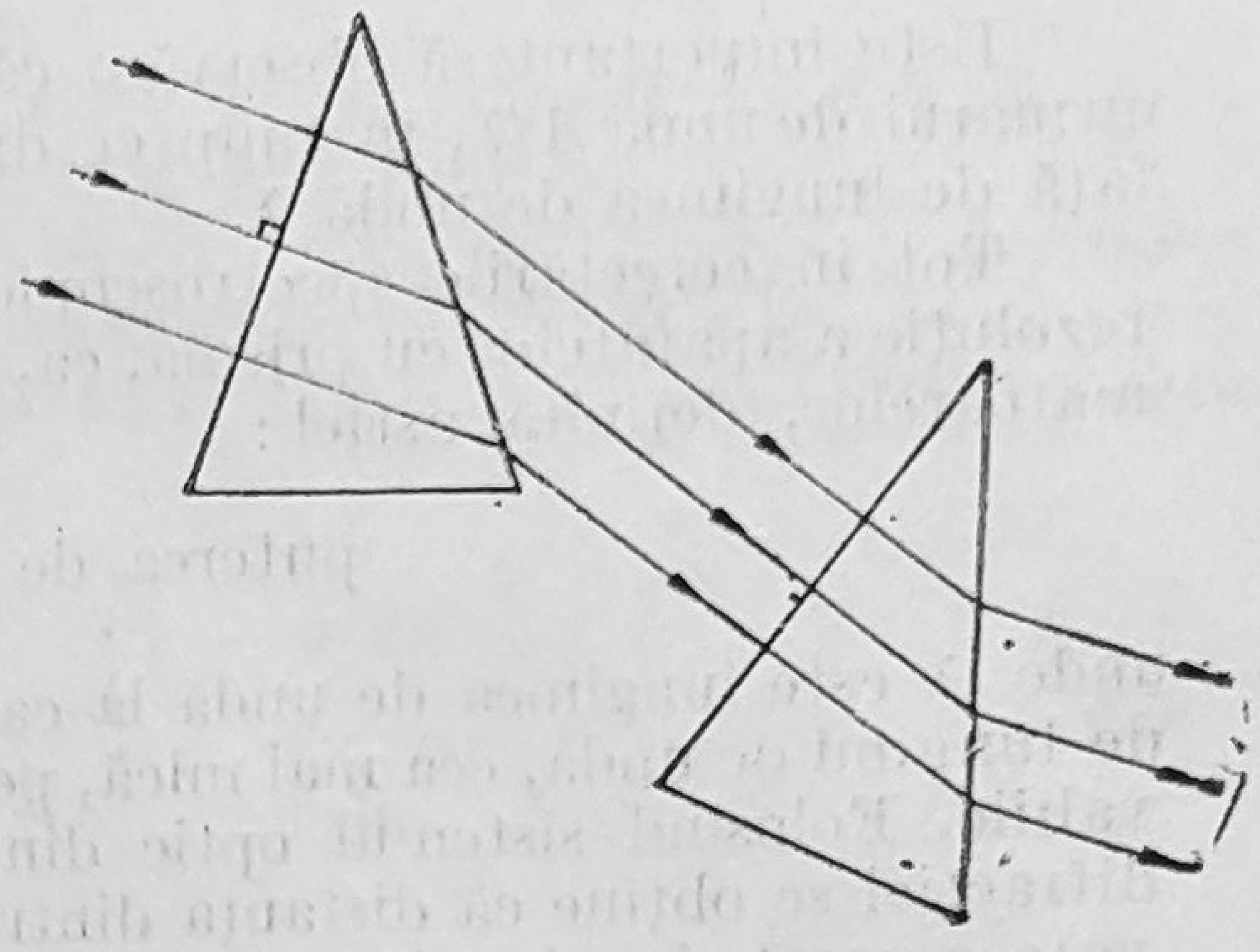


Fig. 4.52. Fasciculul paralel, la incidență normală pe fețele de intrare ale celor două prisme identice și invers orientate, emerge după aceeași direcție, însă este mai îngust.

4.52. Această observație se folosește în televiziune și la aparatele de filmat, pentru a comprima imaginea îngustă și lungă a unui obiect într-un film de format standard și apoi de a o reda în forma sa originală pe ecran.

În activitatea spectroscopiștilor este extrem de importantă dispersia prismei. Prin dispersia prismei se înțelege variația unghiului de emergență δ, în funcție de lungimea de undă, λ, a radiației,

$$\text{dispersia} = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{d\delta}{dn}\frac{dn}{d\lambda}. \tag{4.26}$$

Folosind geometria asociată refracției într-o prismă sub formă de pană, prezentată în figura 4.36, și folosind legile reflexiei și refracției la cele două fețe ale prismei, se obține

$$\text{dispersia} = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{\sin A}{\cos r_1 \cos \delta}\frac{dn}{d\lambda}. \tag{4.27}$$

Pentru o prismă de 60°, care se folosește în condiții de deviație minimă, pentru care $r_1 = \frac{A}{2} = 30°$, expresia (4.27) devine

$$\text{dispersia} = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda}\sec \delta. \tag{4.28}$$

Valoarea lui $dn/d\lambda$ depinde de tipul de sticlă optică folosită pentru fabricarea prismei și de domeniul spectral. Pentru cîteva valori ale indicelui de refracție, valoarea lui sec δ este

n	1,50	1,55	1,60	1,65	1,70	1,75	1,80
δ(grade)	48,59	50,81	53,13	55,59	58,21	61,04	64,16
sec δ	1,511	1,582	1,667	1,769	1,898	2,065	2,294

Este important să observăm că dispersia unei prisme este liniară față de numărul de undă $1/\lambda$, în timp ce dispersia unei rețele de difracție este liniară față de lungimea de undă λ.

Tot în cercetările spectroscopice este important de cunoscut puterea de rezoluție a aparatelor cu prismă, ca, de exemplu, a spectrografelor și a monocromatoarelor, definită astfel:

$$\text{puterea de rezoluție} = \frac{\lambda}{d\lambda}, \qquad (4.29)$$

unde λ este lungimea de undă la care se fac observațiile, iar $d\lambda$ este diferența de lungimi de undă, cea mai mică, pentru care încă lungimile de undă sînt rezolvabile. Folosind sistemul optic din figura 4.53, lipsit de aberații, din teoria difracției se obține că distanța dintre două imagini, care încă mai pot fi observate separat, în planul focal al lentilei L_2, este $f_2\lambda/w = f_2 d\delta$, unde cu $d\delta$ am notat unghiul dintre razele emergente cu lungimile de undă λ și $\lambda + d\lambda$. Deci

$$\frac{\lambda f_2}{w} = f_2 \frac{d\delta}{2dn} \frac{dn}{d\lambda} d\lambda$$

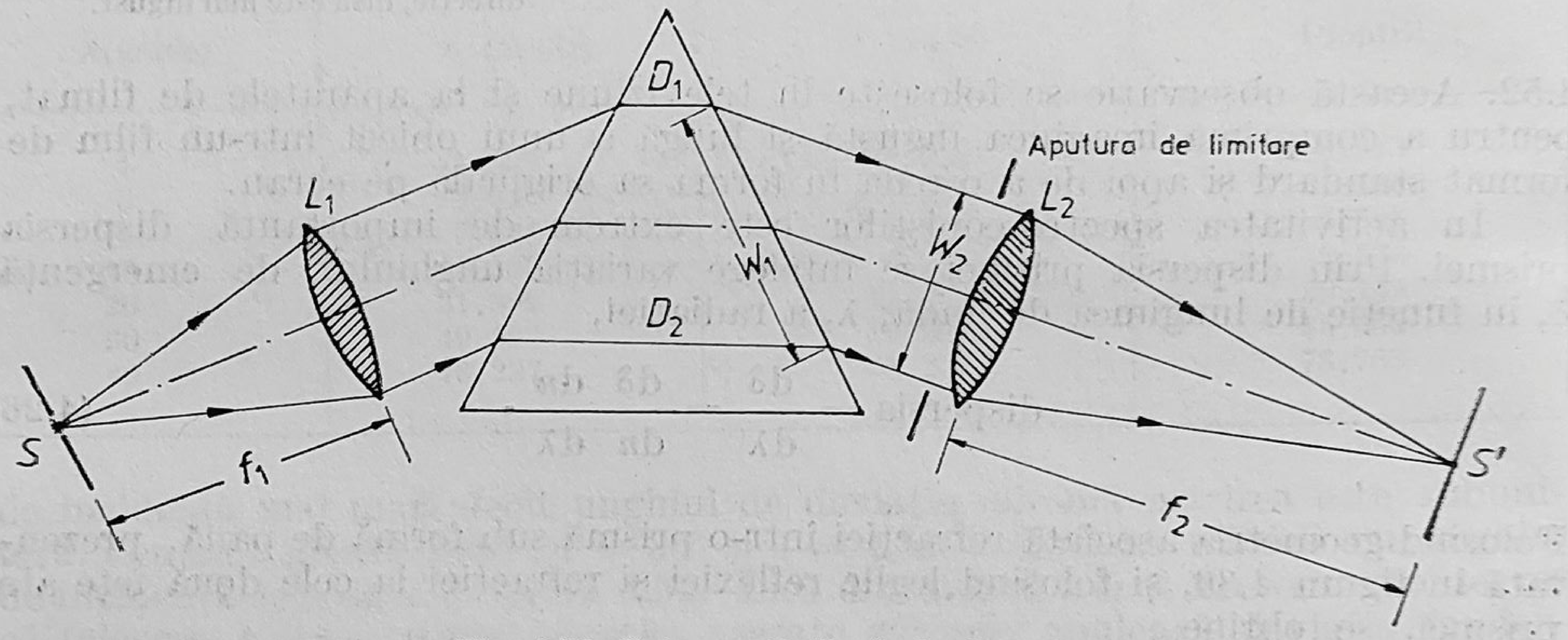


Fig. 4.53. Sistem optic lipsit de aberații.

sau

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = w \frac{d\delta}{dn} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Puterea de rezoluție este dată de produsul dintre w și dispersia prismei

$$\text{puterea de rezoluție} = w \times (\text{dispersia prismei}) =$$

$$= \frac{w \sin A}{\cos r_1 \cdot \cos \delta} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{s \cdot \sin A}{\cos r_1} \frac{dn}{d\lambda}. \qquad (4.30)$$

În condiții de deviație minimă, puterea de rezoluție este

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{(D_2 - D_1)}{\frac{dn}{d\lambda}} \qquad (4.31)$$

Ca exemplu putem da folosirea unei prisme pentru rezolvarea dubletului de sodiu cu lungimile de undă de 5 890 Å și 5 896 Å, pentru care este nevoie de o putere de rezoluție egală cu $\frac{5\,893}{6} = 980$. Presupunînd că prisma este fabricată

din sticlă optică de tipul analizat în tabelul 4.4, atunci $dn/d\lambda = -0{,}0846\ \mu m^{-1}$, deci prisma trebuie să aibă lungimea bazei cel puţin egală cu 12 mm.

Folosirea prismelor drept componente optice dispersive în monocromatoare trebuie să ia în consideraţie curbarea liniilor spectrale către capătul albastru al spectrului. Raza de curbură a liniilor spectrale, ρ, în condiţii de deviaţie minimă, este dată de expresia

$$\rho = \frac{f_2 n^2}{2(n^2-1)} \operatorname{ctg} i_1 = \frac{f_2 n}{n^2-1} \frac{\left(1 - n^2 \sin^2 \frac{1}{2} A\right)^{1/2}}{2 \sin \frac{1}{2} A}. \tag{4.32}$$

Pentru o prismă de 60° se obţine

$$\rho = \frac{f_2 n}{n^2-1}\left(1 - \frac{1}{4} n^2\right)^{1/2}. \tag{4.33}$$

De exemplu, folosind o prismă de sticlă tip flint dens, cu unghiul de 60°, în condiţii de deviaţie minimă, raza de curbură a liniilor spectrale, în cazul unei lentile cu distanţa focală $f_2 = 254$ mm, se obţine

n ρ(mm)	1,70 120,345	1,71 117,043	1,72 113,817	1,73 110,642	1,74 107,467

Rezultă că raza de curbură este mai mică pentru lungimi de undă mici, comparativ cu lungimile de undă mari.

Combinînd două prisme fabricate din sticlă optică cu puteri de dispersie diferite, se poate obţine un sistem care deviază lumina fără dispersie cromatică. Combinaţia celor două prisme se numeşte, prin analogie cu lentilele, prismă acromată. De asemenea, putem combina două prisme care să prezinte dispersie de culoare şi care să nu prezinte nici o deviaţie pentru raza mijlocie. Acest sistem de prisme se numeşte prismă cu viziune directă.

4.3.4. Clasificarea prismelor după modul în care modifică axa optică

Literatura de specialitate descrie un număr mult mai mare de prisme decît cele prezentate aici. În funcţie de modul în care prismele modifică axa optică, putem face următoarea clasificare.

a. Pentru toate prismele prezentate în figura 4.54, axa optică emergentă coincide cu axa optică incidentă. Prismele 1, 3, 5, 7, 9 şi 11 au un număr impar de reflexii, ceea ce face ca imaginea să fie orientată stînga. Ele se numesc rotatori şi pot fi folosite (exceptînd prisma Dove) în fascicule convergente. Este important de notat că dacă prismele se folosesc pentru rotirea imaginii, axa de rotaţie trebuie să fie paralelă şi să coincidă cu raza incidentă şi cu raza emergentă. Dacă nu se îndeplineşte această condiţie, cîmpul de vedere al sistemului optic se va roti cu de două ori rotaţia prismei, însă centrul de rotaţie nu va rămîne fix în cîmpul de vedere, ci se va mişca după un cerc. Dacă într-un aparat se observă acest fenomen, prisma trebuie translatată perpendicular pe axa de rotaţie, pentru a reduce la zero raza cercului trasat în centrul de rotaţie. Dacă

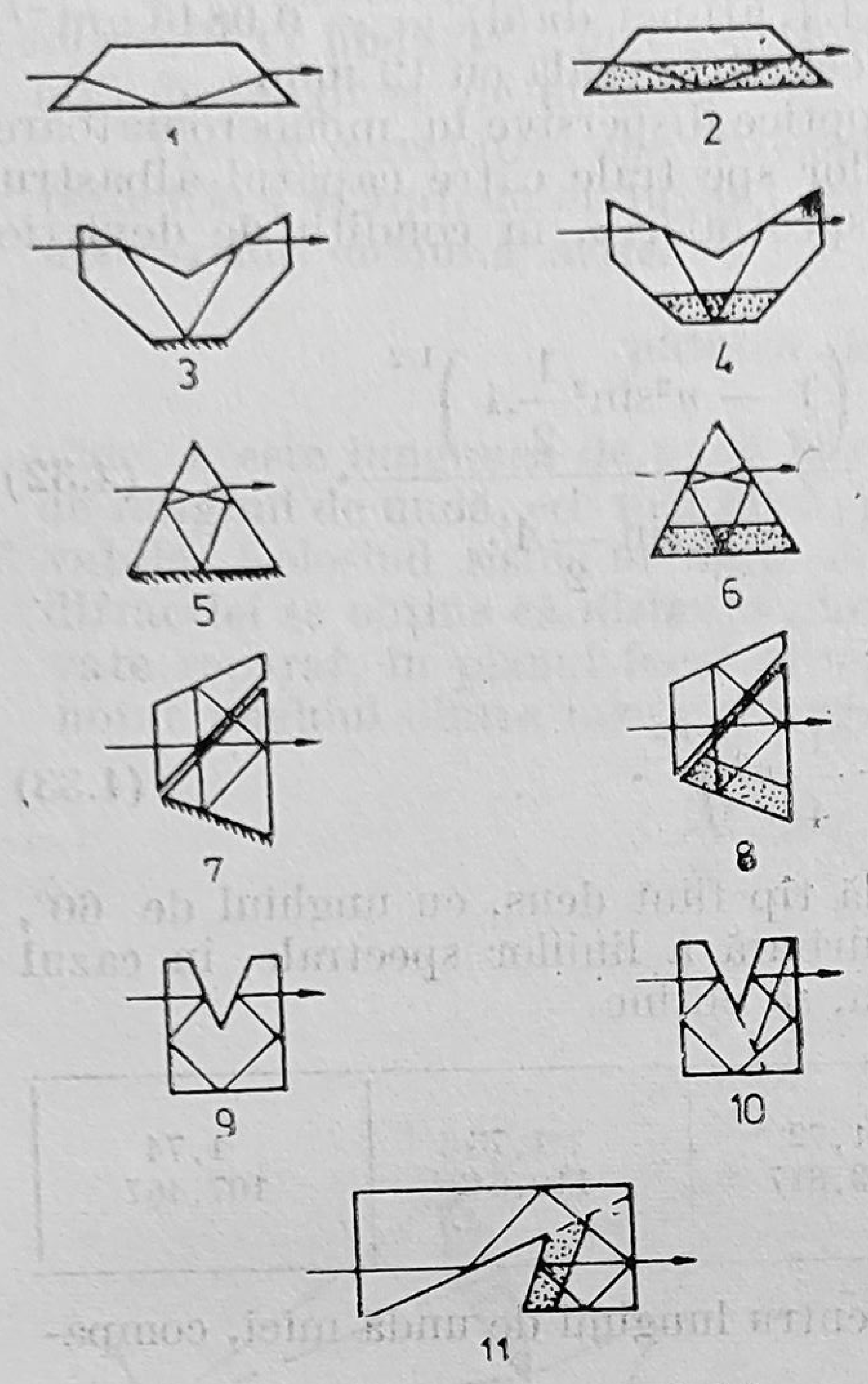


Fig. 4.54. Prisme care nu schimbă axa optică.

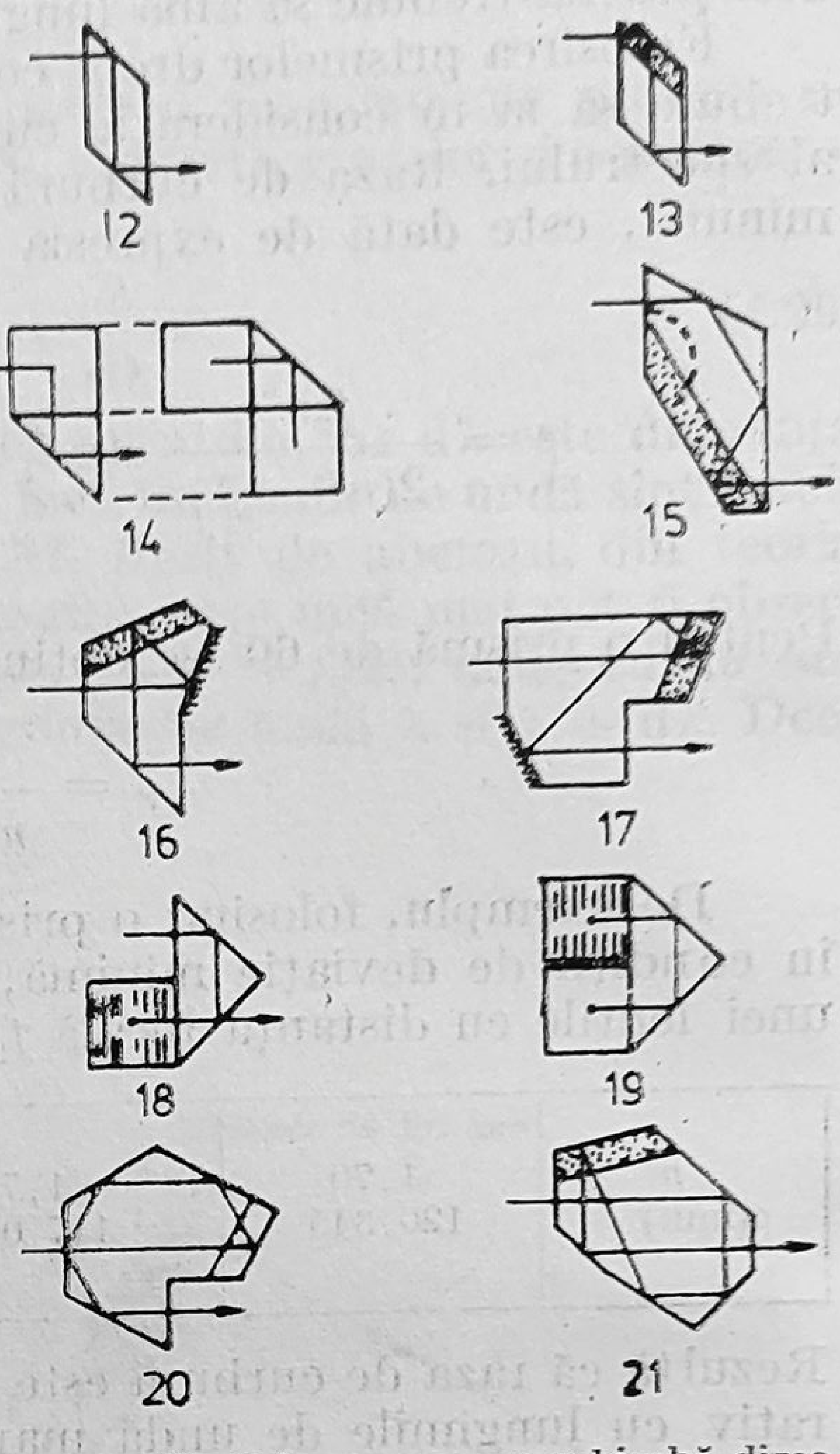


Fig. 4.55. Prisme care nu schimbă direcția axei optice, însă o deplasează.

prisma se află într-un fascicul colimat, translatarea nu are nici un efect, iar reducerea razei cercului se face prin inclinarea axei prismei. Dacă prisma se află într-un fascicul convergent, se reduce raza cercului mai întîi prin translatare, pînă la valoarea minimă, și apoi se corectează mai departe prin înclinare.

Prismele 2, 4, 6, 8 și 10 prezintă un număr par de reflexii, deci imaginea este orientată dreapta. Cînd prismele se rotesc, imaginea nu se rotește.

b. Pentru toate prismele prezentate în figura 4.55, axa optică intră și iese paralel, însă deplasat. Prismele 12 și 15 — 21 au un număr par de reflexii, deci imaginea este orientată dreapta. Prismele 13 și 14 dau imagini orientate stînga.

c. Prismele din figura 4.56 deviază axa optică cu 180°. Prismele 22,24 și 25 formează imagini orientate stînga. Prisma 23 formează imagini orientate dreapta.

d. Prismele din figura 4.57 deviază axa optică cu 90°. Prismele 26, 29 și 33 formează imagini orientate stînga, în timp ce prismele 27, 28 și 30—32 formează imagini orientate dreapta.

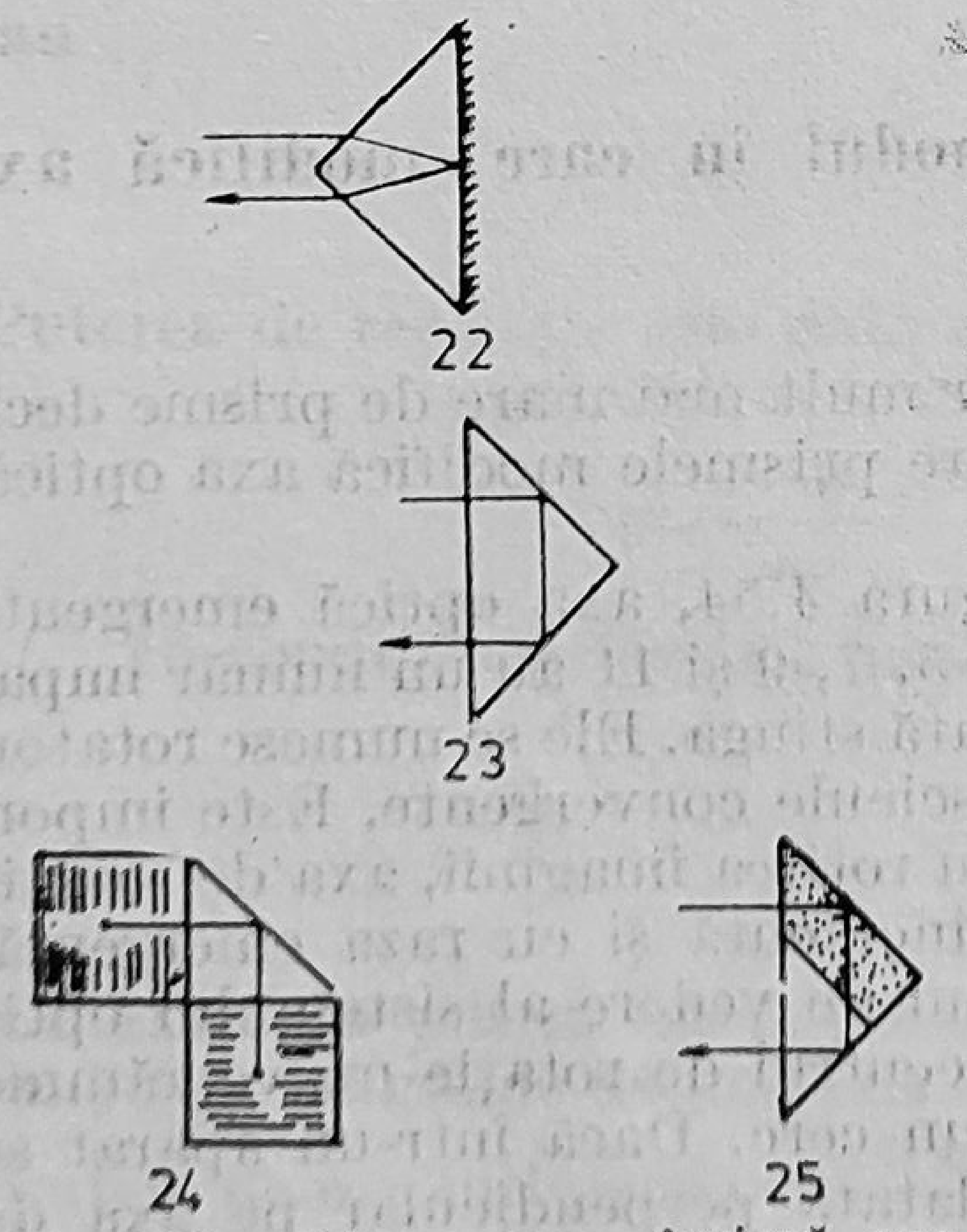


Fig. 4.56. Prisme care deviază axa optică cu 90° sau cu 180°.

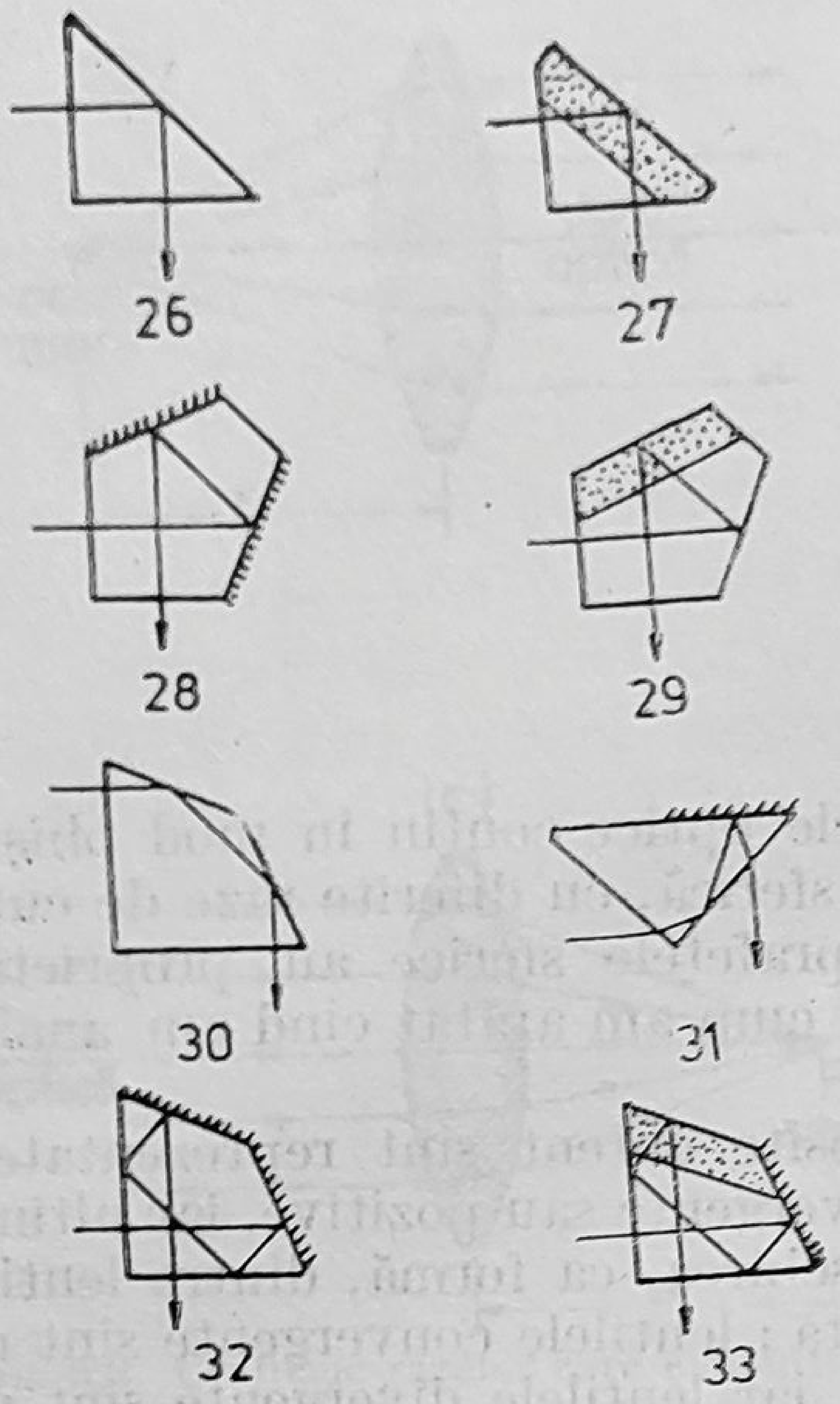
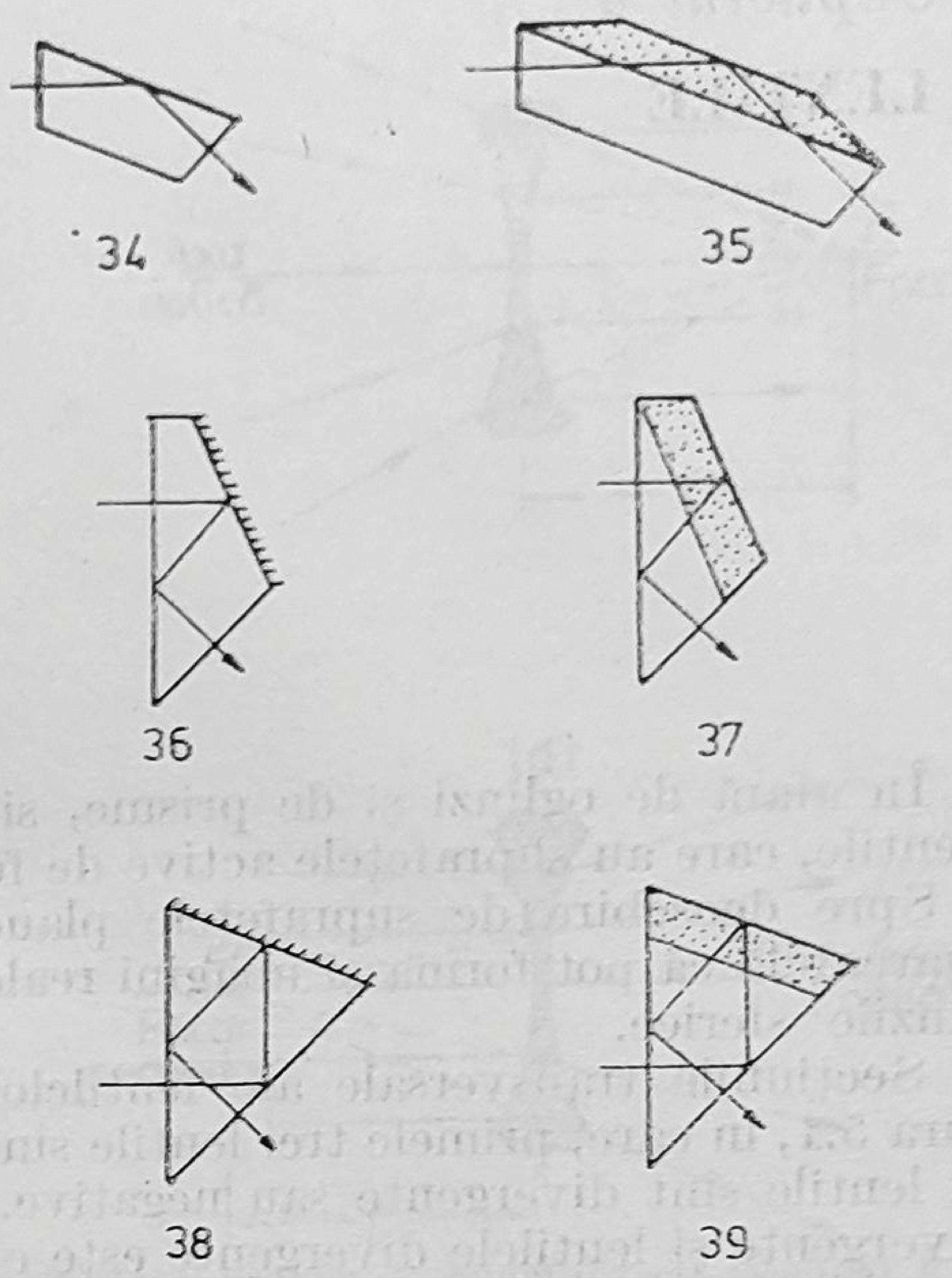


Fig. 4.57. Prisme care deviază axa optică cu 90°.



4.58. Prisme care deviază axa optică pînă la 45°.

e. Prismele din figura 4.58 pot fi folosite pentru a schimba axa optică pînă la 45°, prismele 34, 37 şi 38 formînd imagini orientate stînga, iar prismele 35, 36 şi 39 formînd imagini orientate dreapta.

Deoarece există o mare confuzie în denumirea prismelor prezentate, le-am însemnat cu un număr, cum de altfel s-a procedat şi în alte monografii (vezi Kingslake, 1965).

Capitolul 5

LENTILE

În afară de oglinzi și de prisme, sistemele optice conțin în mod obișnuit și lentile, care au suprafețele active de formă sferică, cu diferite raze de curbură. Spre deosebire de suprafețele plane, suprafețele sferice au proprietatea remarcabilă că pot forma și imagini reale, așa cum am arătat cînd am analizat oglinzile sferice.

Secțiunile transversale ale lentilelor folosite curent sînt reprezentate în figura 5.1, în care, primele trei lentile sînt convergente sau pozitive, iar ultimele trei lentile sînt divergente sau negative. Deosebirea, ca formă, dintre lentilele convergente și lentilele divergente este evidentă ; lentilele convergente sînt mai groase în porțiunea centrală decît la margini, iar lentilele divergente sînt mai subțiri în porțiunea centrală decît la margini. Simbolurile grafice ale lentilelor convergente și, respectiv, divergente sînt cele arătate în figura 5.1 ; ele se folosesc atunci cînd nu este necesar să se indice forma lentilei, adică : biconvexă (a), plan-convexă (b), convex-concavă (c), biconcavă (d), plan-concavă (e) sau concav-convexă (f). Deși, așa cum vom vedea, forma sferică a suprafețelor lentilelor nu este forma ideală din multe puncte de vedere (motiv pentru care se folosesc și alte forme ale suprafețelor de revoluție), suprafețele sferice sînt mai ușor de prelucrat, iar imaginile obținute sînt relativ bune.

Cele mai numeroase lentile folosite în sistemele optice sînt făcute din sticlă optică de tipul prezentat în capitolul 3, deși uneori se pot folosi și alte materiale transparente, ca, de exemplu, cuarțul, fluorina, materialele plastice etc.

5.1. Mărimi caracteristice. Formarea imaginilor

La trecerea luminii printr-o lentilă, refracția care are loc la fiecare din cele două suprafețe ale lentilei contribuie la stabilirea condițiilor de formare a imaginii, în conformitate cu principiile expuse în capitolul precedent. Nu

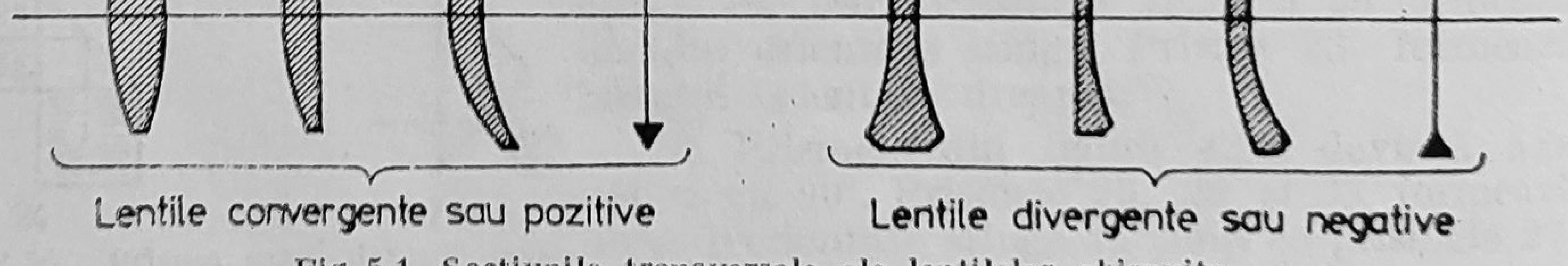


Fig. 5.1. Secțiunile transversale ale lentilelor obișnuite.

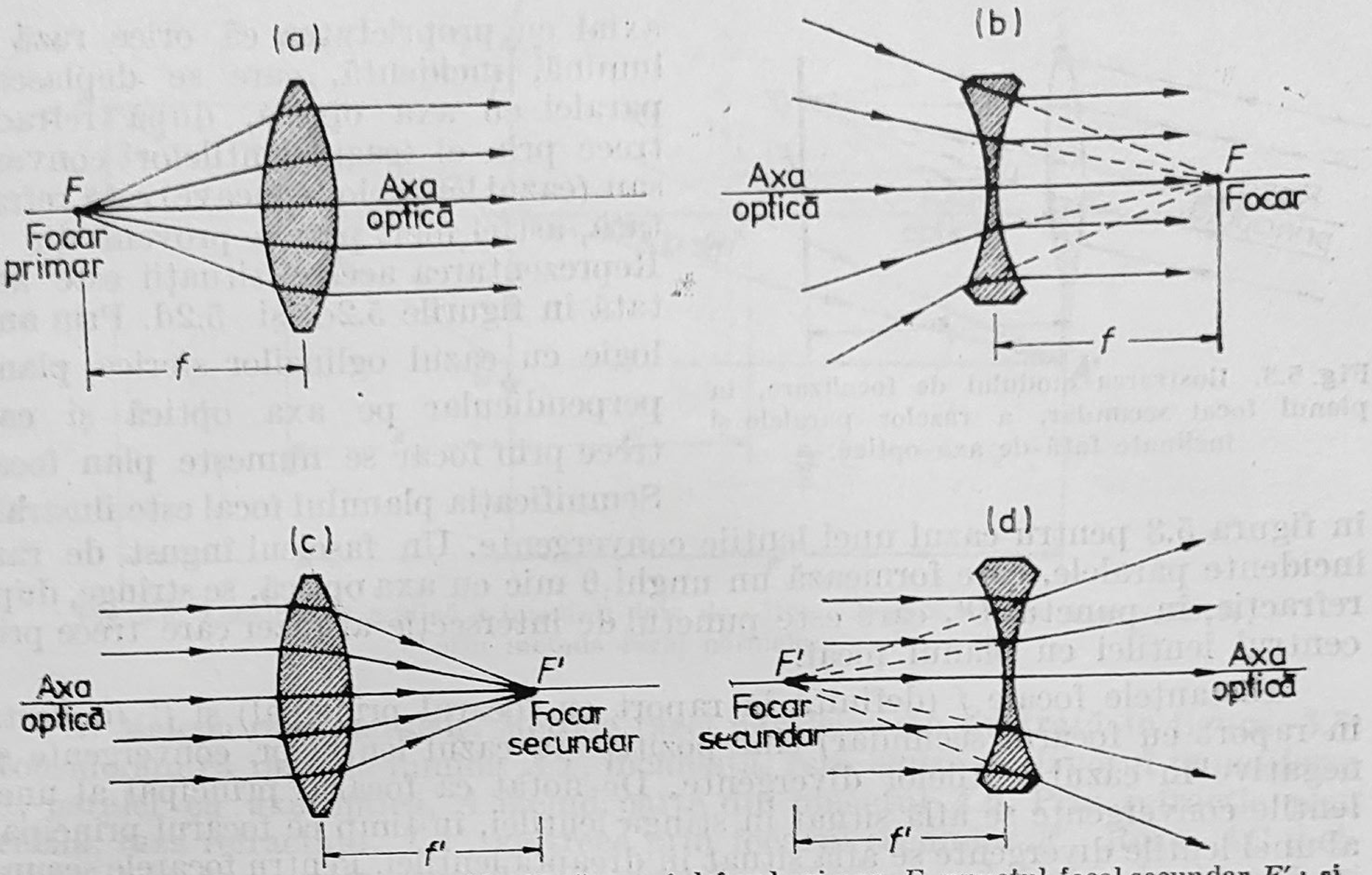


Fig. 5.2. Graficele razelor care evidenţiază punctul focal primar, F, punctul focal secundar F'; şi distanţele focale, f şi f' în cazul lentilelor subţiri.

numai că fiecare suprafaţă a lentilei are punctul focal şi planul focal proprii, dar şi lentila ca un întreg are o pereche de puncte focale şi o pereche de plane focale. Lentilele pe care le vom analiza în acest capitol vor fi lentilele subţiri, adică acele lentile a căror grosime este mică în comparaţie cu drumurile optice ale razelor de lumină din afara lentilei. O caracteristică a acestor drumuri optice poate fi considerată raza de curbură a celor două suprafeţe sferice sau distanţa focală a lentilei sau distanţa de la obiect la lentilă, respectiv distanţa de la imagine la lentilă.

Dacă razele de curbură ale celor două suprafeţe ale lentilei biconvexe sînt egale, lentila se numeşte echiconvexă, iar dacă razele de curbură ale celor două suprafeţe ale lentilei biconcave sînt egale, lentila se numeşte echiconcavă. Axa optică a unor astfel de lentile este linia dreaptă care trece prin centrul geometric al lentilei în discuţie şi este perpendiculară pe suprafeţele plane de contact ale celor două calote sferice. Axa optică a unei lentile sferice trece prin centrele de curbură ale celor două suprafeţe sferice.

Pentru simplificarea discuţiei (dar fără a se pierde caracterul de generalitate), vom considera pentru început o lentilă echiconvexă şi o lentilă echiconcavă. Diagramele care arată refracţia luminii în lentilele echiconvexe şi echiconcave sînt arătate în figura 5.2. Focarul primar F este un punct axial cu proprietate că orice rază de lumină care vine din el (cazul lentilelor echiconvexe) sau care se îndreaptă către el (cazul lentilelor echiconcave) se deplasează, după refracţie, paralel cu axa optică (vezi figurile 5.2a şi 5.2b). În afara focarului principal, lentilele mai au încă un focar, secundar, aşezat de cealaltă parte a lentilei (prin raportarea la focarul primar). Dacă lentila se află într-un mediu omogen şi izotrop optic, distanţa de la focarul principal la centrul lentilei este egală cu distanţa de la focarul secundar al lentilei la centrul ei. Aceste distanţe se numesc distanţe focale. Aşadar, focarul principal F' este un punct

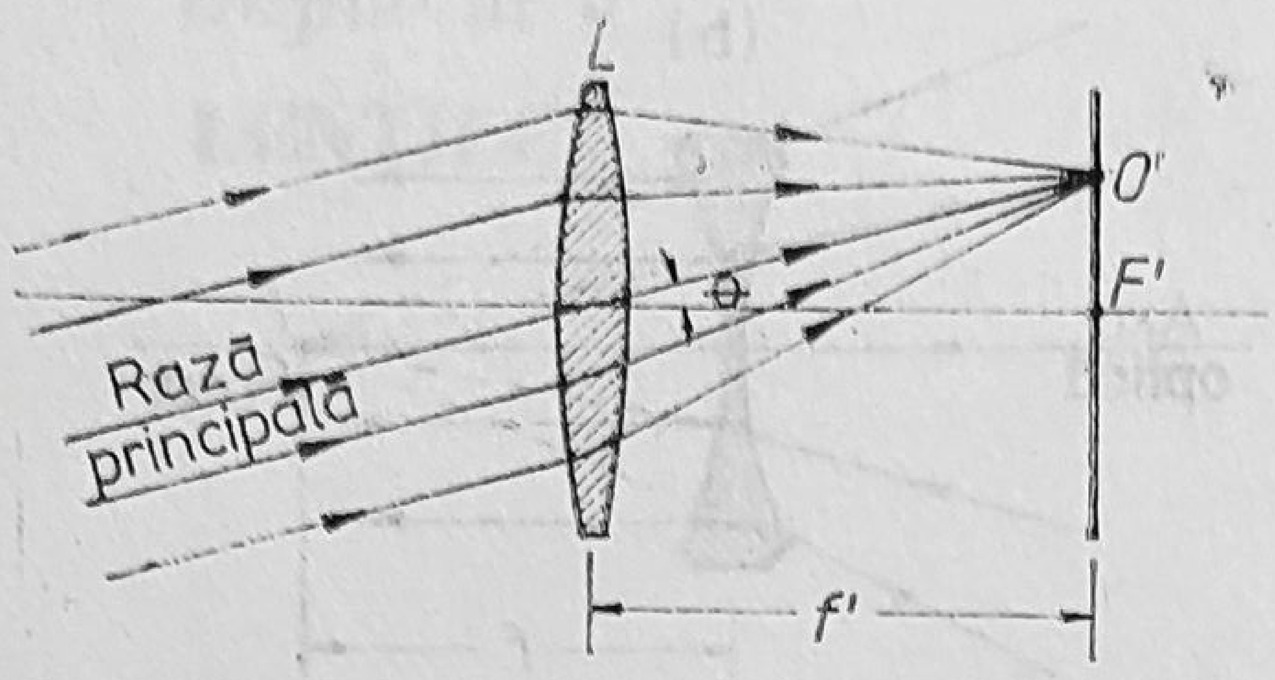


Fig. 5.3. Ilustrarea modului de focalizare, în planul focal secundar, a razelor paralele și înclinate față de axa optică.

axial cu proprietatea că orice rază de lumină, incidentă, care se deplasează paralel cu axa optică, după refracție trece prin el (cazul lentilelor convexe) sau (cazul lentilelor concave) este refractată, astfel încît pare a proveni din el. Reprezentarea acestei situații este arătată în figurile 5.2c și 5.2d. Prin analogie cu cazul oglinzilor sferice, planul perpendicular pe axa optică și care trece prin focar se numește plan focal. Semnificația planului focal este ilustrată în figura 5.3 pentru cazul unei lentile convergente. Un fascicul îngust de raze incidente paralele, care formează un unghi θ mic cu axa optică, se strînge, după refracție, în punctul O', care este punctul de intersecție al razei care trece prin centrul lentilei cu planul focal.

Distanțele focale f (definită în raport cu focarul principal) și f' (definită în raport cu focarul secundar) sînt pozitive în cazul lentilelor convergente și negative în cazul lentilelor divergente. De notat că focarul principal al unei lentile convergente se află situat în stînga lentilei, în timp ce focarul principal al unei lentile divergente se află situat în dreapta lentilei. Pentru focarele secundare situația este inversă.

O lentilă convergentă formează imagini reale pentru toate obiectele situate, față de lentilă, între punctul focal și infinit, indiferent de ce parte. Imaginea unui obiect situat la infinit este formată în focarul din cealaltă parte a lentilei (prin raportarea la spațiul obiect). Deplasînd obiectul de la infinit către focar, imaginea se deplasează din focar, îndepărtîndu-se de lentilă și mărindu-și dimensiunile. Pentru o situație dată, modul de formare a imaginii unui obiect este arătat în figura 5.4.

Analizînd figura 5.4, observăm că principiul reversibilității razelor de lumină ne permite să inversăm imaginea cu obiectul, deci un obiect cu dimensiunile $A'B'$, aflat la distanța p' de lentila convergentă, are imaginea AB, la distanța p. Imaginea și obiectul sînt deci conjugate, la fel ca în cazul oglinzilor sferice. Punctele A și A' sau B și B' sînt, de asemenea, conjugate, iar planele care trec prin aceste puncte și sînt perpendiculare pe axa optică sînt plane conjugate.

Fiind dat un obiect cu dimensiunile AB, liniar și perpendicular pe axa optică (pentru simplificarea analizei), există trei metode de construcție grafică a imaginii date de o lentilă. Acestea sînt metoda razei paralele, metoda razei oblice și metoda bazată pe formula lentilei. Le vom prezenta pe toate trei.

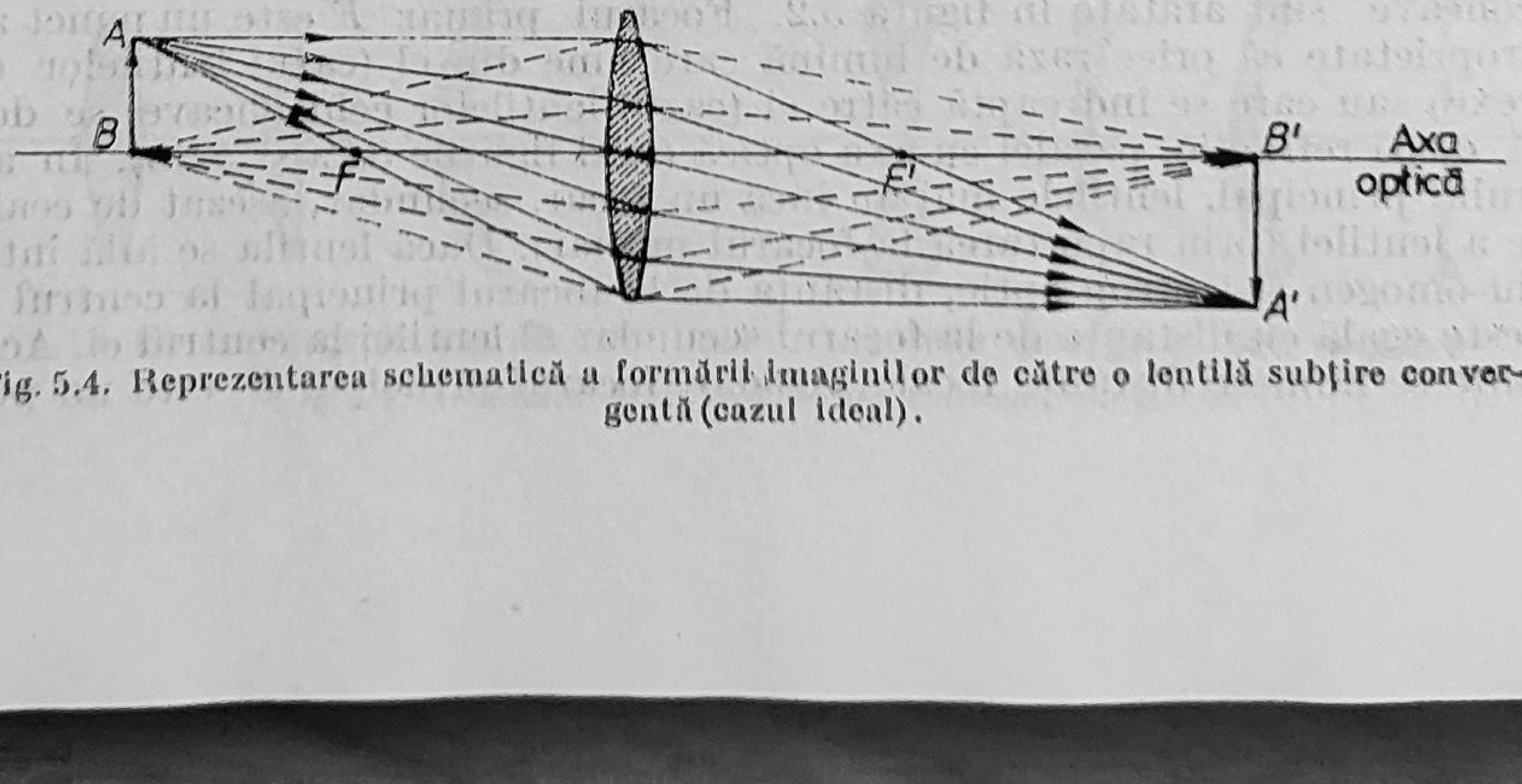


Fig. 5.4. Reprezentarea schematică a formării imaginilor de către o lentilă subțire convergentă (cazul ideal).

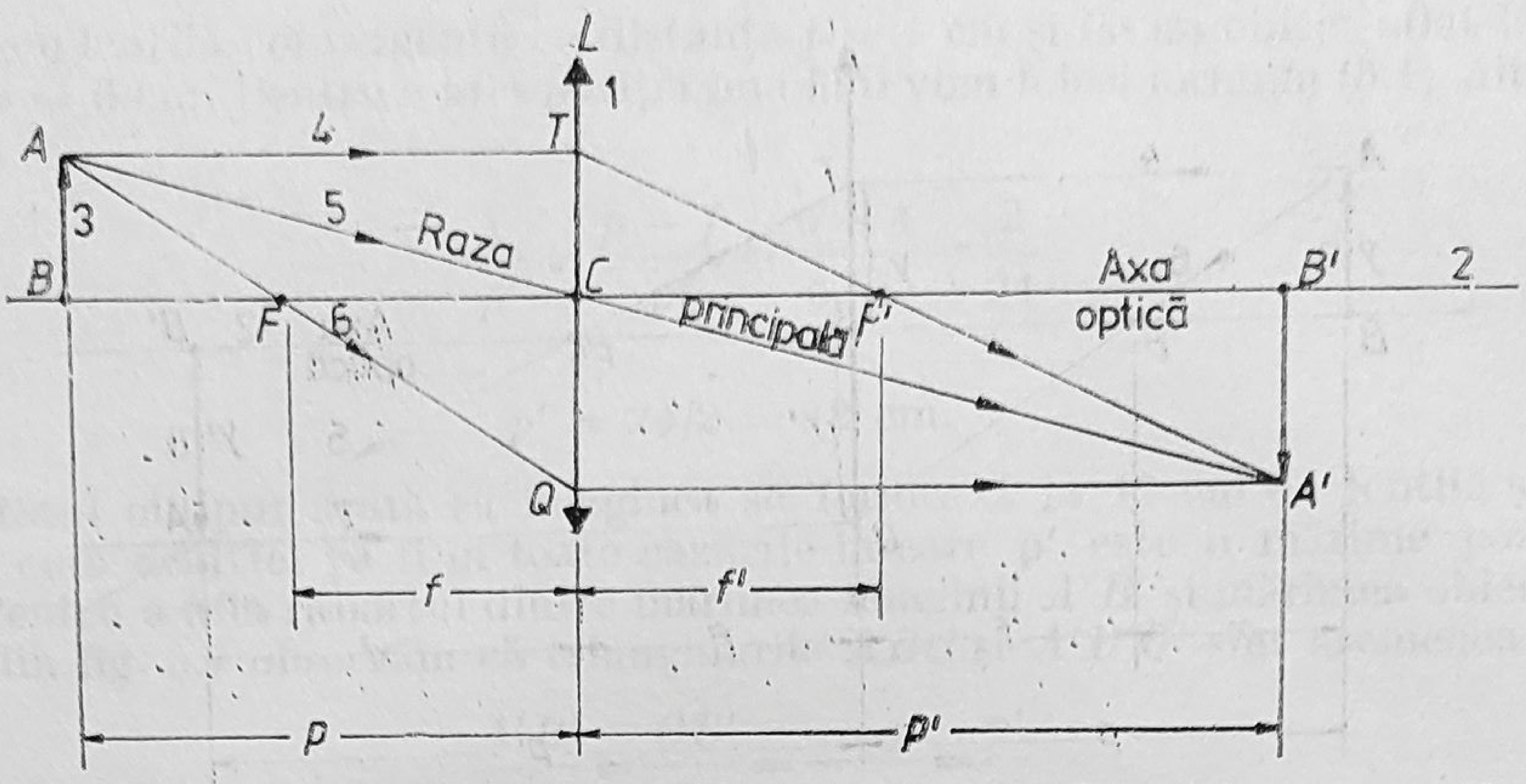


Fig. 5.5. Localizarea grafică a imaginii date de către o lentilă subțire convergentă, prin metoda razei paralele.

A. Metoda razei paralele. Metoda razei paralele este ilustrată în figura 5.5. Considerăm că raza de lumină AT, incidentă, este emisă de izvorul punctiform A, paralel cu axa optică, A făcînd parte din obiectul AB. Prin refracție prin lentilă, raza refractată, TA', va trece prin focarul secundar F'. Raza AC incidentă, care trece prin centrul C al lentilei, rămîne nedeviată de lentilă și întîlnește raza TA în punctul A'. Punctul A' este imaginea izvorului punctiform A, care face parte din obiectul AB. Restul imaginii se află localizată în planul conjugat care trece prin punctul A' și este perpendicular pe axa optică a lentilei. Așadar, $A'B'$ este imaginea obiectului AB, localizată în planul imagine, aflat la distanța p' față de lentilă, planul obiect fiind localizat la distanța p față de lentilă. O a treia rază incidentă, AQ, care trece prin focarul principal F, este refractată de lentilă paralel cu axa optică și trece, de asemenea, prin punctul imagine A'. Orice pereche formată din razele incidente 4, 5 și 6 poate fi folosită pentru obținerea imaginii $A'B'$ a obiectului AB. Deoarece obiectul AB se află situat dincolo de focarul principal, F, imaginea $A'B'$ este reală și răsturnată. Ordinea în care se reprezintă pe desen liniile drepte este 1, 2, 3, 4 etc., aceasta însemnînd că mai întîi se reprezintă lentila convergentă, apoi axa sa optică, apoi raza incidentă paralelă etc.

B. Metoda razei oblice. Metoda razei oblice este ilustrată în figura 5.6. După ce se reprezintă lentila şi se trasează axa optică a lentilei, se consideră obiectul B, punctiform, situat pe axa optică dincolo de focarul principal. Se trasează planul focal secundar, $F'P'$, iar din punctul B se trasează o rază incidentă,

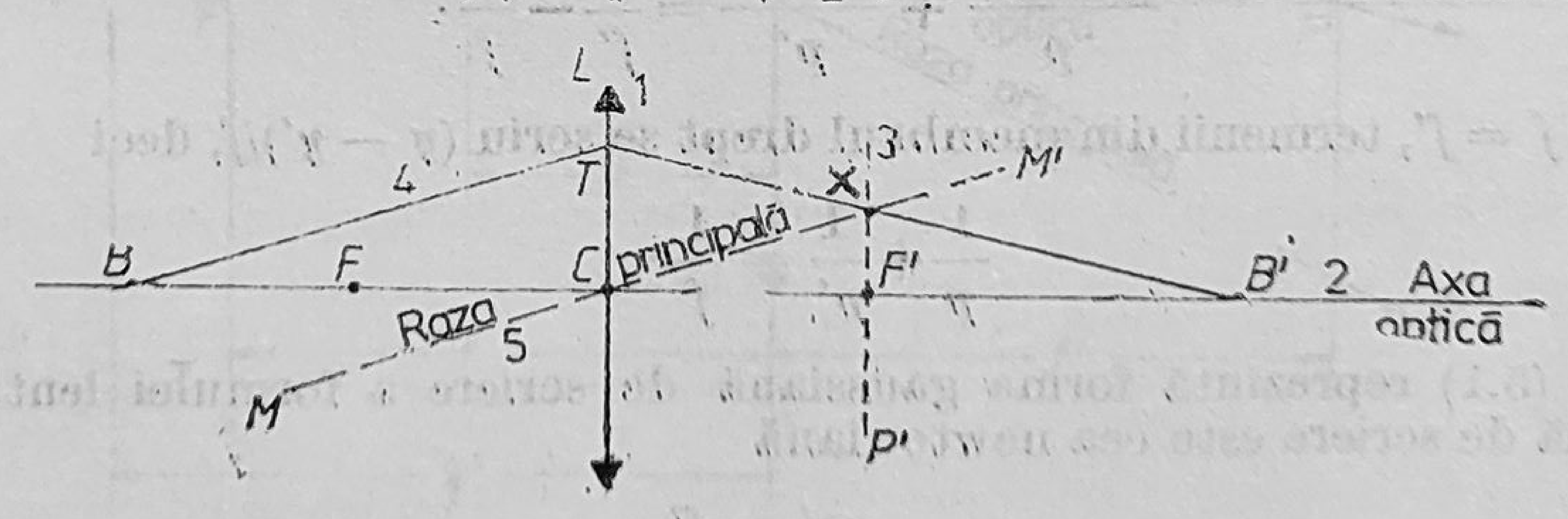


Fig. 5.6. Localizarea grafică a imaginii date de către o lentilă subțire convergentă, prin metoda razei oblice.

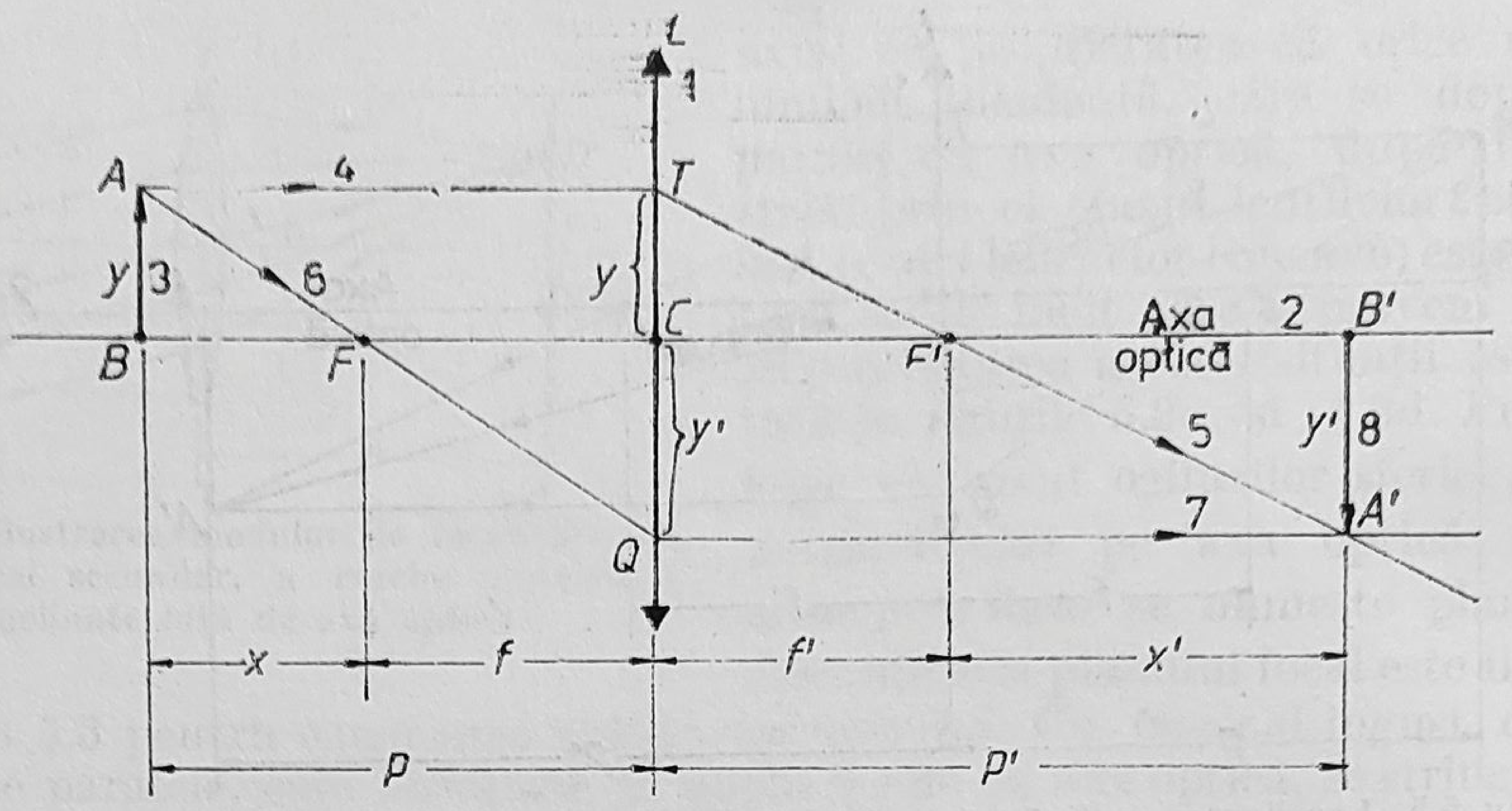


Fig. 5.7. Geometria razelor, folosită pentru obținerea formulei lentilelor.

oarecare, BT, care cade pe lentilă în punctul T. Prin centrul C al lentilei se duce dreapta MM', paralelă cu raza BT, care intersectează planul focal în punctul X. Raza refractată va fi TB', care trece prin punctul X şi intersectează axa optică în punctul B', imaginea lui B.

C. Metoda bazată pe formula lentilei. Mai întîi trebuie să deducem formula lentilei. Acest lucru se face cu ajutorul reprezentării din figura 5.7, în care lentila convergentă L formează imaginea $A'B' = y'$, situată la distanța p' de lentilă, a obiectului $AB = y$, situat la distanța p de lentilă. Metoda folosită este cea a razei paralele. Din asemănarea triunghiurilor $A'B'F'$ şi $F'TC$, putem scrie

$$\frac{y-y'}{p'} = \frac{y}{f'}.$$

Observăm că am scris $y - y'$ în loc de $y + y'$, deoarece y' este, prin convenția semnelor, o mărime negativă.

Din asemănarea triunghiurilor ABF şi FCQ, putem scrie

$$\frac{y-y'}{p} = \frac{-y'}{f}.$$

Suma acestor ecuații este

$$\frac{y-y'}{p} + \frac{y-y'}{p'} = \frac{y}{f'} - \frac{y'}{f}.$$

Deoarece $f = f'$, termenii din membrul drept se scriu $(y - y')/f$, deci

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}. \tag{5.1}$$

Expresia (5.1) reprezintă forma gaussiană de scriere a formulei lentilelor. O altă formă de scriere este cea newtoniană

$$xx' = f^2 \tag{5.2}$$

şi rezultă tot din asemănarea unor triunghiuri din figura 5.7.

Fie o lentilă convergentă cu distanța $f = 4$ cm și fie un obiect aflat la distanța $p = 6$ cm. Pentru a afla poziția imaginii vom folosi formula (5.1), din care rezultă

$$\frac{1}{p'} = \frac{p-f}{pf} = \frac{6-4}{6\cdot 4} = \frac{2}{24}$$

sau

$$p' = 24/2 = 12 \text{ cm}.$$

Rezultatul obținut arată că imaginea se formează la 12 cm de lentilă și este reală, cum dealtfel va fi în toate cazurile în care p' este o mărime pozitivă.

Pentru a afla raportul dintre mărimea imaginii $A'B'$ și mărimea obiectului AB, din fig. 5.7 observăm că triunghiurile ABC și $A'B'C$ sînt asemenea, deci

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{CB'}{CB} = \frac{-y'}{y} = \frac{p'}{p}$$

sau

$$m = \frac{y'}{y} = -\frac{p'}{p}. \tag{5.3}$$

Semnul minus apare din faptul că imaginea este inversată față de obiect.

D. Imagini virtuale. Imaginile discutate pînă acum au fost imagini reale, care pot fi prinse pe un ecran. Caracteristica lor este că razele refractate se întîlnesc în planul imagine. O imagine virtuală nu poate fi formată pe un ecran, razele refractate neîntîlnindu-se într-un punct din planul imagine. Obținerea imaginilor virtuale se face cu ajutorul lentilelor convergente, așezînd obiectul între focar și lentilă, sau cu ajutorul lentilelor divergente, indiferent de poziția obiectului față de lentilă. Exemple de formare a imaginilor virtuale sînt date în figura 5.8, pentru cazul unei lentile convergente, și în figura 5.9, pentru cazul unei lentile divergente.

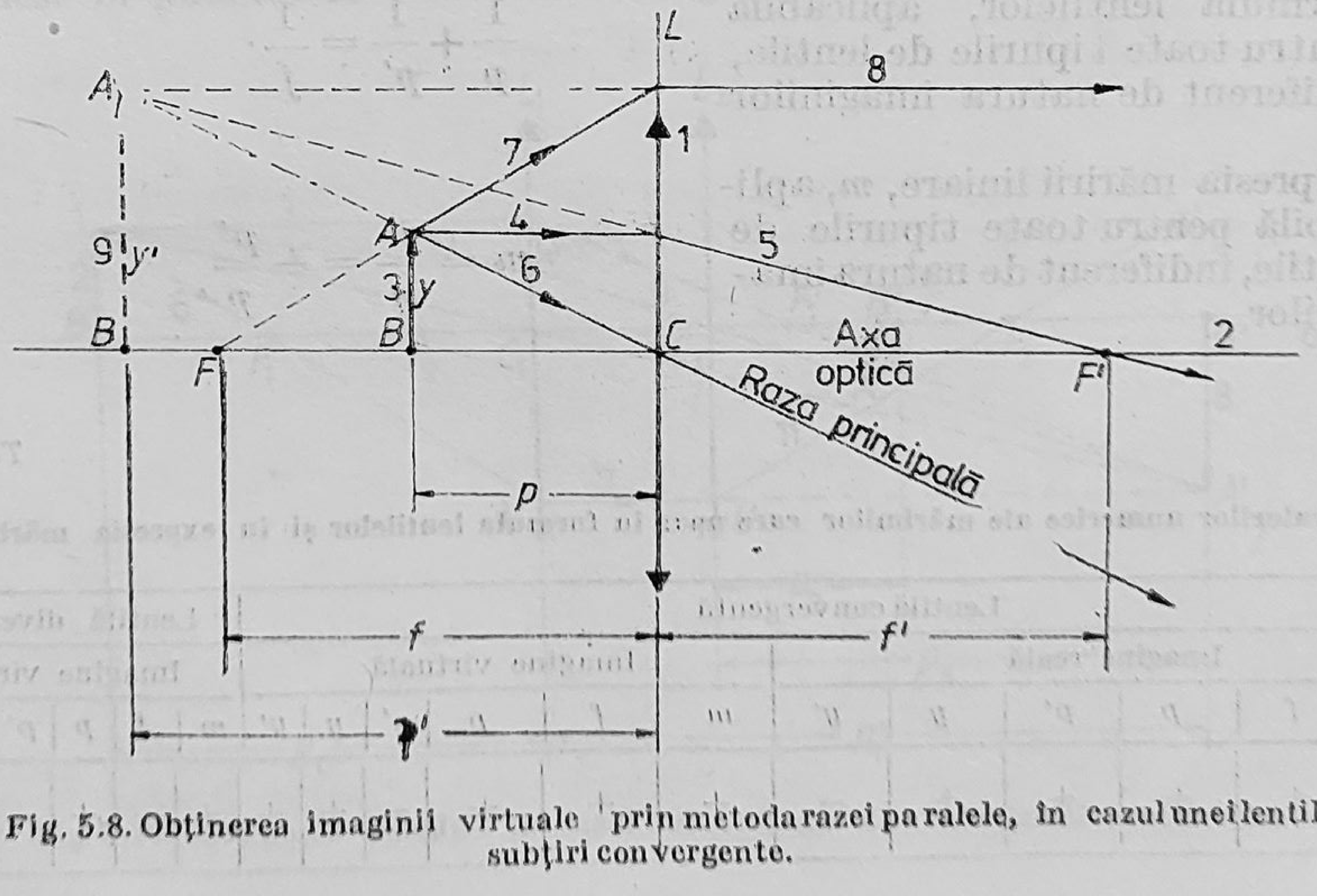


Fig. 5.8. Obținerea imaginii virtuale prin metoda razei paralele, în cazul unei lentile subțiri convergente.

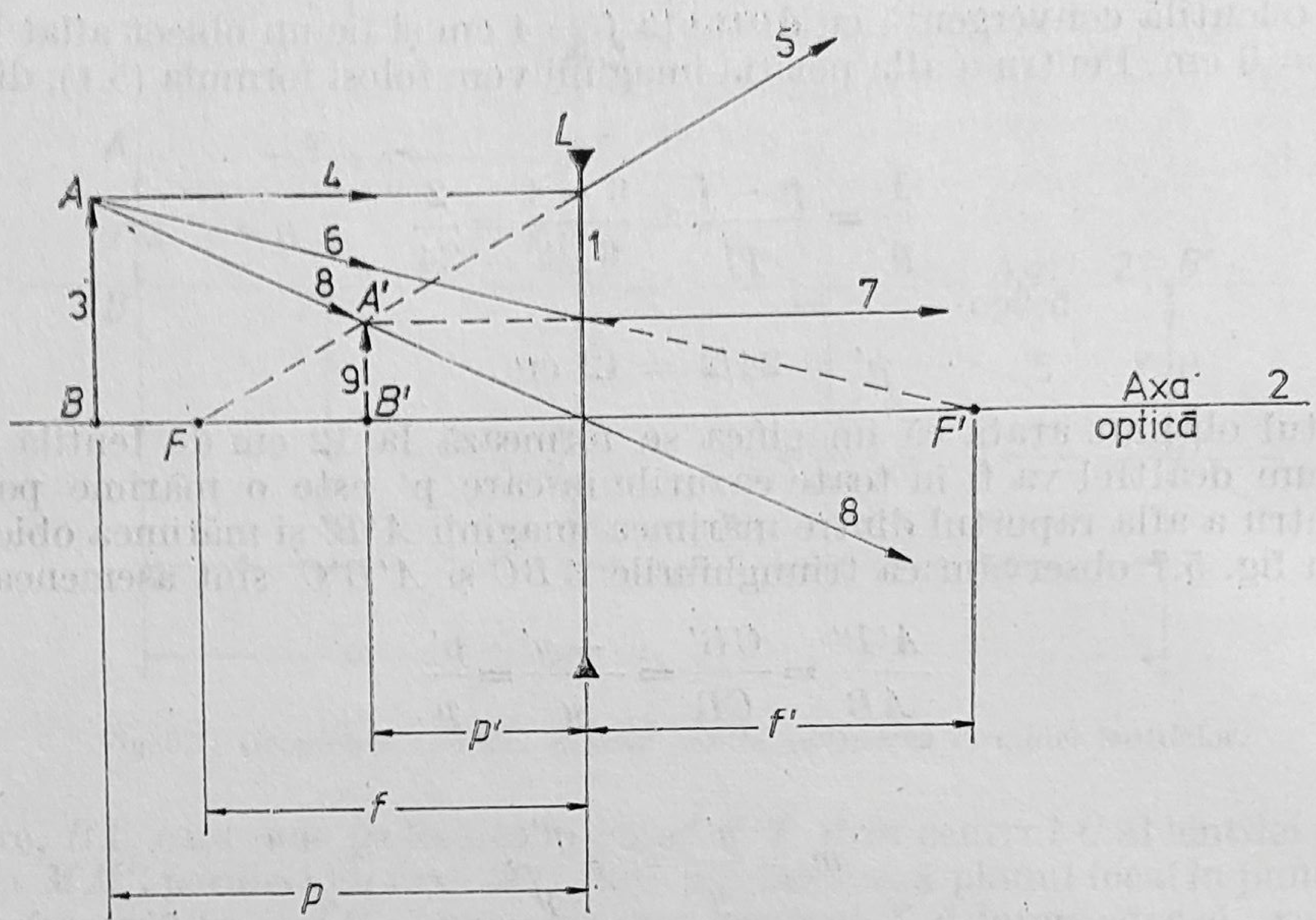


Fig. 5.9. Obținerea imaginii virtuale, prin metoda razei paralele, în cazul unei lentile subțiri divergente.

Pentru a nu exista confuzii în folosirea formulei lentilelor (5.1), această formulă apărînd scrisă și cu alte semne decît cele care apar aici, prezentăm în tabelul 5.1 felul în care se introduc în formulă distanțele focale și distanțele obiect-lentilă și, respectiv, imagine-lentilă, în funcție de natura imaginii și de tipul de lentilă folosită, precum și felul în care se introduc mărimile implicate în calculul măririi liniare, m.

Formula lentilelor, aplicabilă pentru toate tipurile de lentile, indiferent de natura imaginilor

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}.$$

Expresia măririi liniare, m, aplicabilă pentru toate tipurile de lentile, indiferent de natura imaginilor

$$m=\frac{y'}{y}=-\frac{p'}{p}$$

Tabelul 5.1

Semnele valorilor numerice ale mărimilor care apar în formula lentilelor și în expresia măririi liniare

Lentilă convergentă												Lentilă divergentă					
Imagine reală						Imagine virtuală						Imagine virtuală					
m	f	p	p'	y	y'	m	f	p	p'	y	y'	m	f	p	p'	y	y'
−	+	+	+	+	−	+	+	+	−	+	+	+	−	+	−	+	+

Pentru folosirea acestui tabel trebuie avut în vedere că, așa cum am arătat, lentilele divergente formează numai imagini virtuale, indiferent de poziția obiectului față de lentilă, iar lentilele convergente formează imagini reale cînd obiectul se află între infinit și focarul principal și formează imagini virtuale cînd obiectul se află între focarul principal și lentilă. Ținînd seama de convenția asupra mersului razelor de lumină, rezultă că imaginile virtuale se află totdeauna la stînga lentilei, spre deosebire de imaginile reale, care se află numai la dreapta lentilei.

E. Puterea lentilelor subțiri. Prin definiție, puterea (sau convergența) lentilelor subțiri, exprimată în dioptrii, este egală cu inversul distanței focale, exprimată în metri. De exemplu, puterea unei lentile cu distanța focală egală cu un metru este de o dioptrie, iar puterea unei lentile cu distanța focală egală cu 0,5 metri este egală cu două dioptrii. La stabilirea numărului de dioptrii trebuie să se țină seama de faptul că lentilele sînt convergente sau divergente.

F. Combinații de lentile subțiri. De foarte multe ori în sistemele optice lentilele subțiri se folosesc în combinații care au aceeași axă optică. Vom considera exemplul din figura 5.10, în care, două lentile subțiri, L_1 și L_2, cu distanțele focale f_1 și f_2 au aceeași axă optică și formează imaginea unui obiect AB, așezat perpendicular pe axa optică, unul dintre capetele sale fiind chiar pe axă (punctul B). Vom aplica mai întîi metoda grafică de construcție a imaginii și apoi vom folosi formula lentilelor pentru a afla poziția imaginii, dată de combinația celor două lentile precum și mărimea imaginii.

Primul pas constă în folosirea metodei grafice pentru a obține poziția și mărimea imaginii date de prima lentilă, L_1, fără să ținem seama de prezența celei de-a doua lentile, L_2. După ce s-au trasat razele 3, 4, 5, 6 și 7, după metoda descrisă, și s-a obținut imaginea $A'B'$, aflată la distanța p' de lentila L_1, se trasează raza 9, care trece prin centrul lentilei L_2 și apoi raza 10. Raza incidentă 10 se refractă deci prin centrul C_2 al celei de-a doua lentile și ea se propagă mai departe după direcția $WC_2A''A'$. Raza incidentă, AF_1V, este refractată de lentila L_1 paralel cu axa optică și întîlnește lentila L_2 în punctul U, deci ea este refractată de lentila L_2 prin focarul F_2'. Razele refractate $C_2A''A'$ și UF_2' se întîlnesc în punctul A'', care este imaginea lui A, dată de cele două lentile.

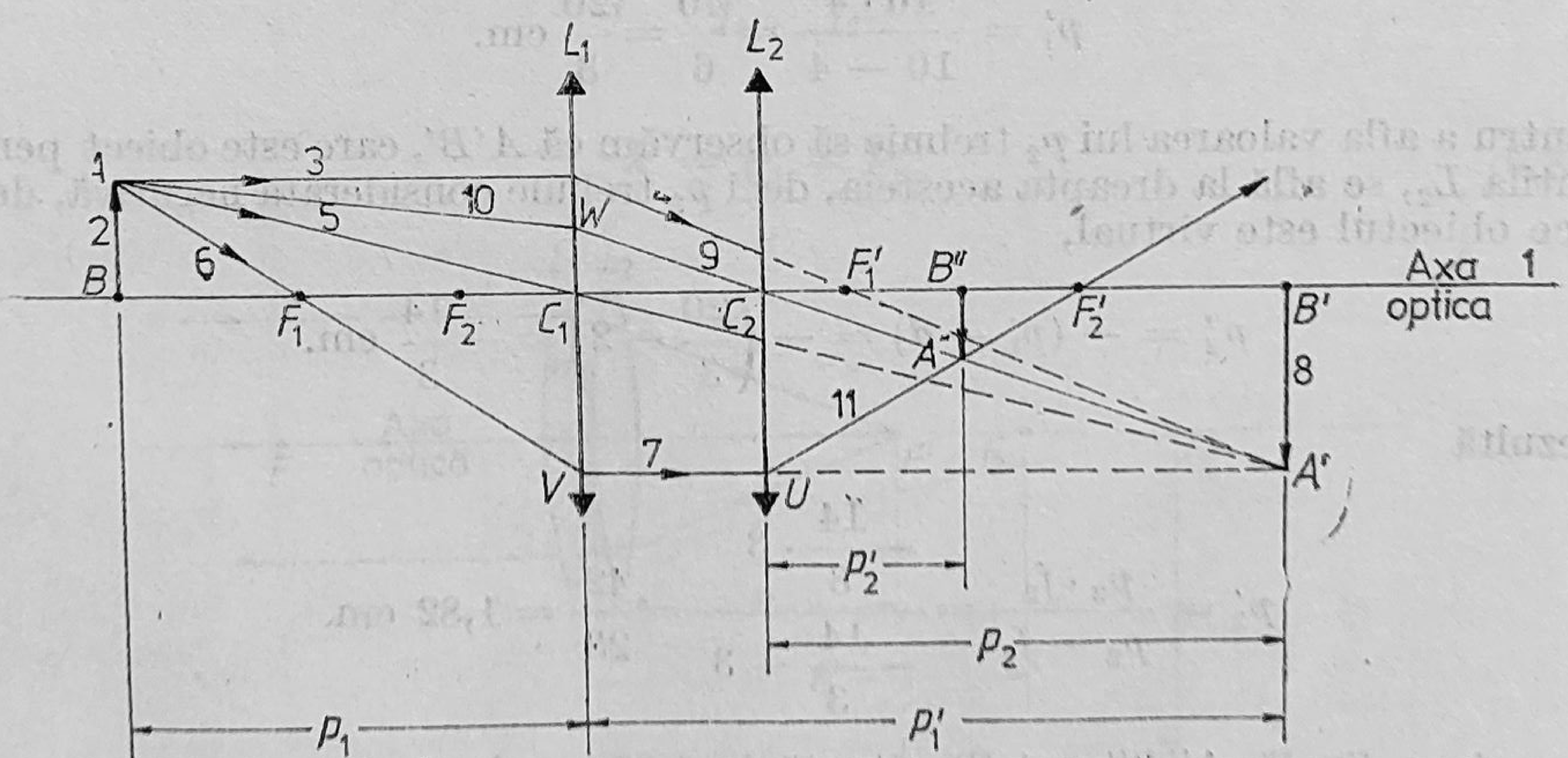


Fig. 5.10. Obținerea imaginii în cazul unui sistem de două lentile subțiri convergente.

Ducînd perpendiculara din punctul A'' pe axa optică, obţinem imaginea $A''B''$, dată de combinaţia lentilelor L_1 şi L_2 pentru obiectul AB. Aflarea poziţiei imaginii $A''B''$ se poate face şi folosind metoda razei oblice.

Folosirea metodei bazate pe formula lentilelor ne permite să aflăm valorile numerice ale poziţiei şi mărimii imaginii. Fie p_1 distanţa de la obiect la lentila L_1, fie p_1' distanţa de la imaginea dată de lentila L_1 la lentila L_1, fie p_2 distanţa de la imaginea $A'B'$ (care acum devine obiect pentru lentila L_2) la lentila L_2 şi fie p_2' distanţa de la imaginea finală $A''B''$ la lentila L_2. Formula lentilelor pentru prima lentilă, L_1, se scrie

$$\frac{1}{p_1}+\frac{1}{p_1'}=\frac{1}{f_1} \tag{5.4a}$$

sau

$$p_1'=\frac{p_1\cdot f_1}{p_1-f_1}. \tag{5.4b}$$

Formula lentilelor pentru a doua lentilă, L_2, se scrie

$$\frac{1}{p_2}+\frac{1}{p_2'}=\frac{1}{f_2} \tag{5.5a}$$

sau

$$p_2'=\frac{p_2\cdot f_2}{p_2-f_2}. \tag{5.5b}$$

Distanţa dintre cele două lentile fiind egală cu d, rezultă că din cunoaşterea lui p_1' putem afla distanţa p_2 şi apoi distanţa p_2'.

Ca exemplu numeric vom considera $f_1 = 4$ cm, $f_2 = 3$ cm, $p_1 = 10$ cm şi $d = 2$ cm. Folosirea formulei (5.4) trebuie făcută cu respectarea convenţiei semnelor, dată în tabelul 5.1. Deoarece obiectul se află la stînga lentilei L_1, lentila este convergentă, iar imaginea este reală şi răsturnată, rezultă, în ordine, că valoarea lui p_1 este pozitivă, valoarea lui f_1 este pozitivă şi valoarea lui p_1' este, de asemenea, pozitivă (imaginea fiind plasată şi la dreapta lentilei), deci

$$p_1'=\frac{10\cdot 4}{10-4}=\frac{40}{6}=\frac{20}{3}\ \text{cm}.$$

Pentru a afla valoarea lui p_2 trebuie să observăm că $A'B'$, care este obiect pentru lentila L_2, se află la dreapta acesteia, deci p_2 trebuie considerată negativă, deoarece obiectul este virtual,

$$p_2'=-(p_1'-d)=-\left(\frac{20}{3}-2\right)=-\frac{14}{3}\ \text{cm}.$$

Rezultă

$$p_2'=\frac{p_2\cdot f_2}{p_2-f_2}=\frac{-\frac{14}{3}\cdot 3}{-\frac{14}{3}-3}=\frac{42}{23}=1{,}82\ \text{cm}.$$

Imaginea finală $A''B''$ se află situată la 1,82 cm în dreapta lentilei L_2, este reală şi răsturnată faţă de obiectul AB.

Mărirea sistemului celor două lentile este produsul măririlor corespunzătoare celor două lentile

$$m = m_1 \cdot m_2 \tag{5.6}$$

Folosind formula (5.3) pentru fiecare lentilă în parte, rezultă

$$m = \frac{y_1}{y}\,\frac{y_2}{y_1} = \left(-\frac{p_1'}{p}\right)\cdot\left(-\frac{p_2'}{p_2}\right) = \frac{p_1'}{p_1}\cdot\frac{p_2'}{p_2} = \frac{\frac{20}{3}}{10}\cdot\frac{-\frac{14}{3}}{\frac{42}{23}} = -1{,}3.$$

Încă o dată, observăm că folosirea corectă a formulelor și a semnelor determină rezultate corecte, în sensul că se obține o valoare negativă pentru mărire, în conformitate cu convenția de semne din tabelul 5.1 și cu rezultatele obținute din construcția grafică, în care imaginea finală este reală și răsturnată.

Dacă distanța d dintre lentile se reduce la zero, combinația de două lentile va acționa ca o singură lentilă cu focarele F și F' dispuse simetric față de lentila rezultantă, pe care o vom numi lentilă compusă. Razele paralele incidente sînt refractate de prima lentilă L_1 către focarul F_1'. Cea de-a doua lentilă, L_2, va refracta razele care cad pe ea și, mai mult, astfel încît razele refractate de lentila compusă, L, vor fi strînse în focarul F', așa cum se arată în figura 5.11, denumit focar secundar al lentilei compuse, L. Cum am arătat în cazul lentilelor aflate la distanța d, imaginea dată de lentila L_1 va fi obiect virtual pentru lentila L_2, deci $p_2 = -f_1$. Folosind formula lentilelor pentru situația lentilei L_2, rezultă

$$\frac{1}{-f_1} + \frac{1}{f} = \frac{1}{f_2}, \tag{5.7}$$

unde am considerat $f_1 = f_1'$, $f_2 = f_2'$ și $f = f'$, deoarece imaginea se formează în aer. Formula (5.7) mai poate fi scrisă și sub forma

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \tag{5.8a}$$

sau

$$P = P_1 + P_2. \tag{5.8b}$$

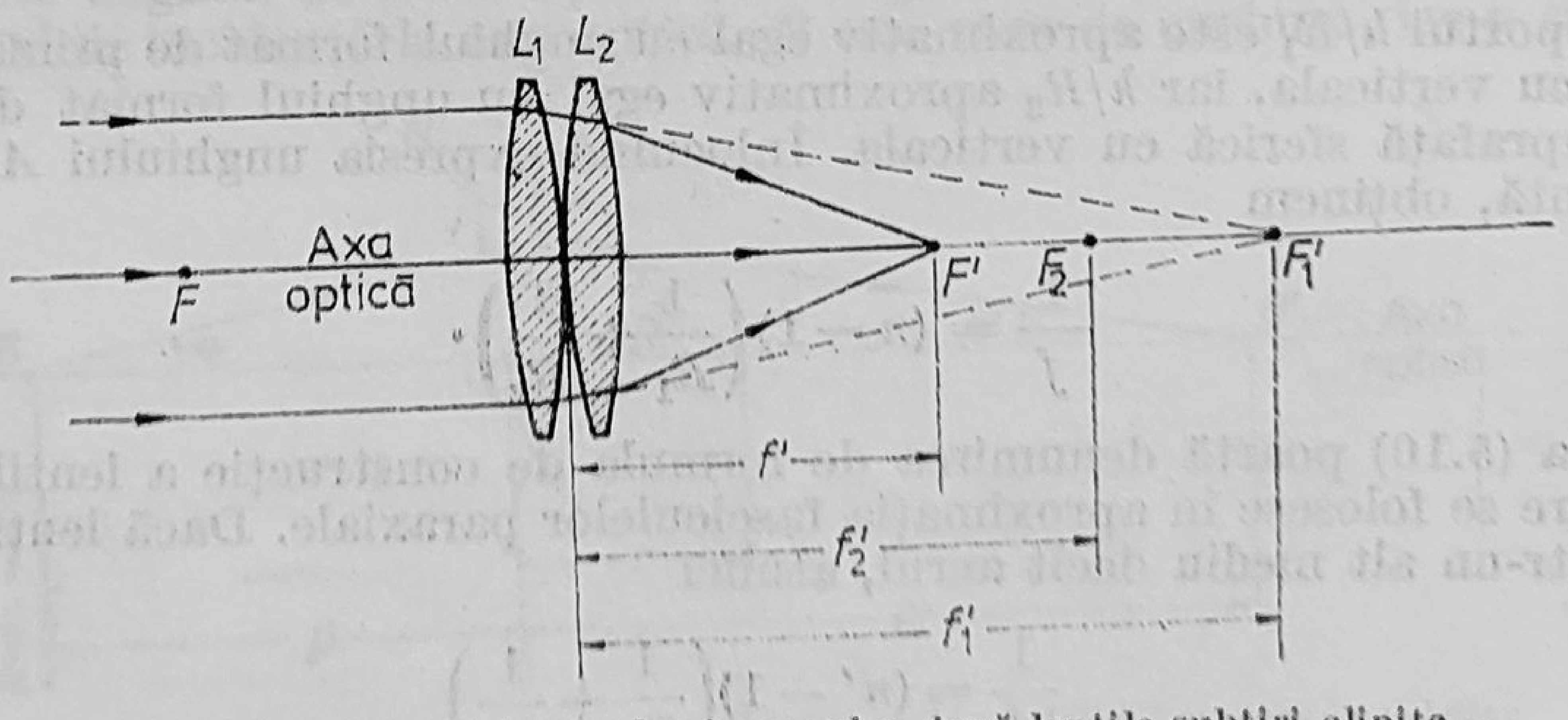


Fig. 5.11. Geometria razelor în cazul a două lentile subțiri alipite.

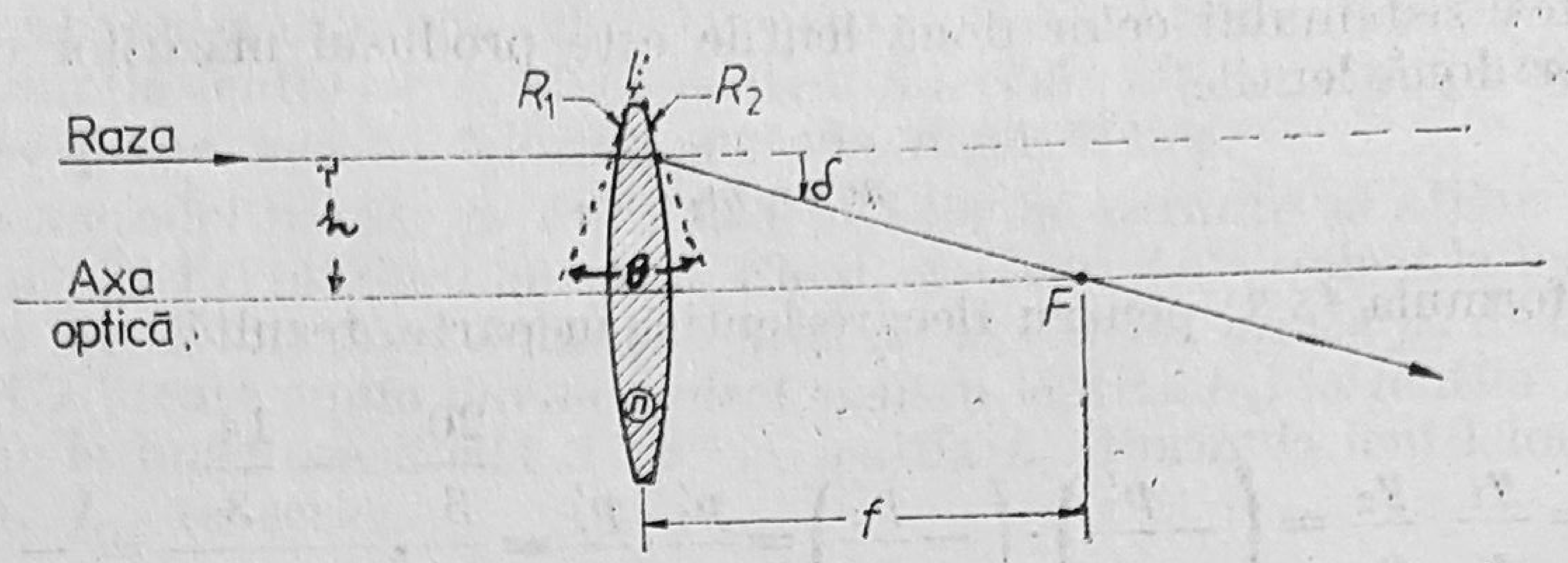


Fig. 5.12. Geometria folosită pentru obținerea formulei de construcție lentilelor.

Inversul distanței focale a lentilei compuse (sau puterea sa), este egal cu suma inverselor distanțelor focale ale lentilelor care o compun (sau cu suma puterilor).

G. Formula de construcție a lentilelor. Presupunem că avem o lentilă de sticlă optică, avînd razele de curbură ale suprafețelor R_1 și R_2, așezată în aer, și considerăm o rază de lumină incidentă paralelă cu axa optică, la distanța h, ca în figura 5.12. Raza refractată va trece prin focarul F, fiind deviată cu unghiul δ, egal cu

$$\delta \cong \frac{h}{f}. \tag{5.9a}$$

Lentila fiind subțire, poate fi considerată ca o prismă optică sub formă de pană cu unghiul A mic, deci (vezi relația (4.24))

$$\delta \cong (n-1)\,A. \tag{5.9b}$$

Din relațiile (5.9a, b) rezultă

$$\frac{1}{f} = (n-1)\frac{1}{h}A.$$

Atîta timp cît vom considera numai razele paralele paraxiale, de forma arătată în figura 5.12, unghiul A este dat de expresia

$$A = \frac{h}{R_1} + \frac{h}{R_2},$$

unde raportul h/R_1 este aproximativ egal cu unghiul format de prima suprafață sferică cu verticala, iar h/R_2 aproximativ egal cu unghiul format de cea de-a doua suprafață sferică cu verticala. Înlocuind expresia unghiului A în ecuația precedentă, obținem

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right). \tag{5.10a}$$

Expresia (5.10) poartă denumirea de formula de construcție a lentilelor (subțiri), care se folosesc în aproximația fasciculelor paraxiale. Dacă lentila se folosește într-un alt mediu decît aerul, atunci

$$\frac{1}{f} = (n'-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \tag{5.10b}$$

unde $n' = n/n_m$, n fiind indicele de refracție al lentilei în raport cu aerul, iar n_m indicele de refracție al mediului în care se propagă razele de lumină, în raport cu aerul.

5.2. FORMULA DE TRASARE A RAZELOR DE LUMINĂ

Toate formulele obținute în paragraful precedent au la bază ipoteza că suprafețele active ale lentilelor subțiri sînt sferice, iar razele de lumină sînt paraxiale. Din punct de vedere practic, aperturile lentilelor sînt astfel încît razele paraxiale reprezintă numai o fracțiune mică din totalitatea razelor active. Este deci important să vedem ce se întîmplă cu razele care nu sînt paraxiale.

Toate razele care se află într-un plan ce trece prin axa optică a lentilei și care nu sînt paraxiale se numesc *raze oblice*. Gradul de oblicitate a razelor prin mai multe suprafețe sferice determină variația poziției imaginii, ceea ce duce la apariția aberațiilor. Aceste aberații pot fi reduse prin alegerea corespunzătoare a razelor de curbură ale suprafețelor, a poziției suprafețelor și a materialului de confecționare a pieselor optice, așa cum vom vedea în paragraful acesta și în paragraful următor.

Proiectanții de lentile urmează, în general, două căi de a găsi condițiile optime de formare a imaginilor prin lentile. Prima cale este de a folosi metoda grafică de aflare a razelor și a distanțelor dintre suprafețele care trebuie luate în considerație. A doua cale este de a folosi formulele aberațiilor. Dacă cele două căi de abordare a problemei nu duc la rezultatul dorit, se folosește metoda de *trasare a razelor*, care constă în aflarea parcursurilor exacte ale cîtorva raze reprezentative, prin componenta optică în discuție. Unele dintre aceste raze vor fi paraxiale, iar altele vor fi oblice, fiecare rază fiind trasată de la obiect la imagine. Dacă rezultatele nu sînt satisfăcătoare, se schimbă poziția suprafețelor și mărimea razelor de curbură, procesul repetîndu-se pînă cînd aberațiile devin minime. Fiind vorba de un proces lung și complicat, în ultimul timp s-a apelat la ajutorul calculatoarelor electronice. Metoda grafică de trasare a razelor de lumină este asemănătoare celei folosite în subparagrafele 5.1A,5.1B. Metoda de calcul al drumului razelor de lumină poate fi prezentată pornind de la graficul din figura 5.13, în care BT este raza incidentă oblică, sub unghiul θ față de axa optică, TB' este raza refractată de suprafața optică sub unghiul θ' față de axa optică, i este unghiul de incidență, r este unghiul de refracție, h este distanța de la punctul de incidență la axa optică, R este raza de curbură, iar p și p' sînt

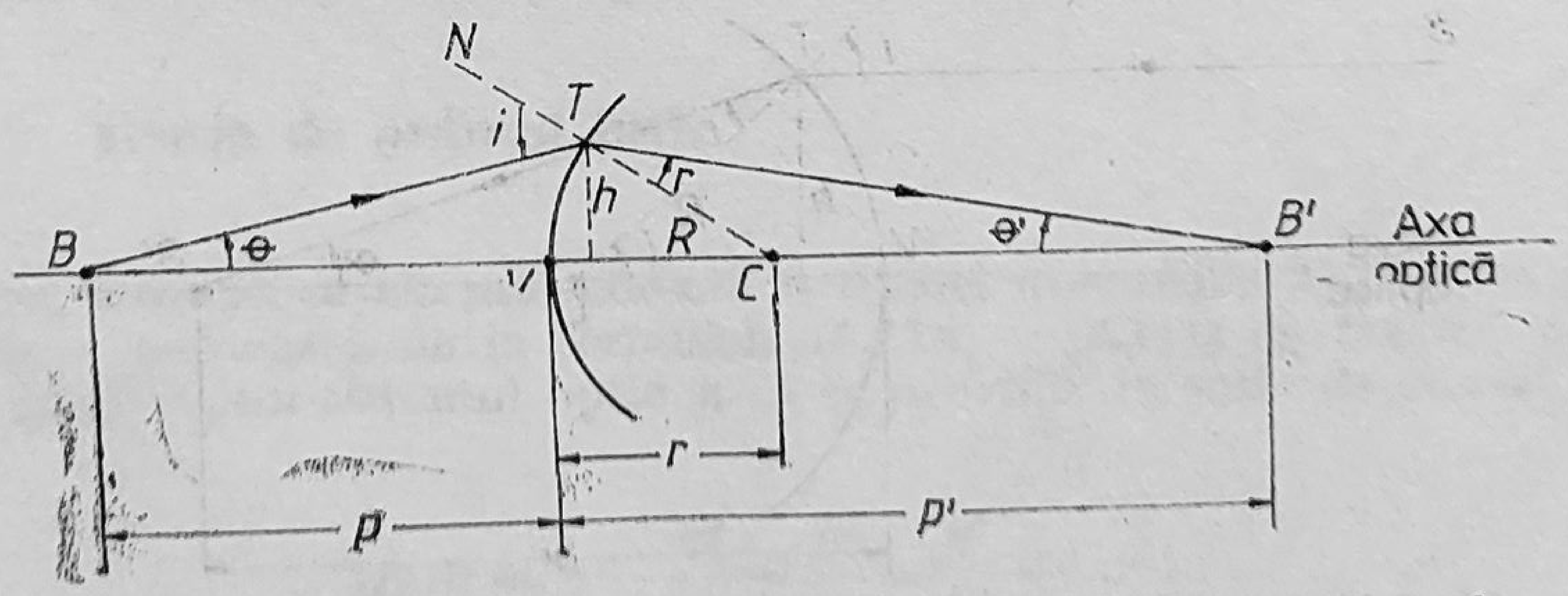


Fig. 5.13. Geometria folosită pentru obținerea formulei de trasare a razelor.

distanțele de la obiect la vîrful suprafeței și, respectiv, de la imagine la vîrful suprafeței. Convenția de semne a unghiurilor implicate este:

1) unghiurile formate cu axa optică sînt pozitive cînd aceasta trebuie rotită în sens invers acelor de ceasornic, în interiorul unghiului mai mic de $\pi/2$, pentru a se suprapune peste rază;

2) unghiurile de incidență și de refracție sînt pozitive cînd raza de curbură a suprafeței trebuie rotită în sens invers acelor de ceasornic, în interiorul unghiului mai mic de $\pi/2$, pentru a se suprapune peste rază.

Conform convenției de semne, unghiurile θ, i și r sînt pozitive, iar unghiul θ' negativ.

Aplicînd teorema sinusurilor în triunghiul BTC, obținem

$$\frac{\sin i}{R+p} = \frac{\sin\theta}{R},$$

sau

$$\sin i = \frac{R+p}{R}\sin\theta. \tag{5.11a}$$

Unghiul de refracție, r, în funcție de unghiul de incidență, i, se obține din legea refracției, a lui Snell,

$$\sin r = (n/n')\sin i. \tag{5.11b}$$

Din triunghiul BTB', obținem

$$\theta' = r + \theta - i. \tag{5.11c}$$

Pentru a afla poziția p' a imaginii, aplicăm teorema sinusurilor în triunghiul TCB', obținînd

$$\frac{-\sin\theta'}{R} = \frac{\sin r}{p'-R},$$

au

$$p' = R - R\frac{\sin r}{\sin\theta'}. \tag{5.11d}$$

Un caz special este cel în care raza incidentă este paralelă cu axa optică (figura 5.14), situație în care

$$\sin i = \frac{h}{R} \tag{5.11e}$$

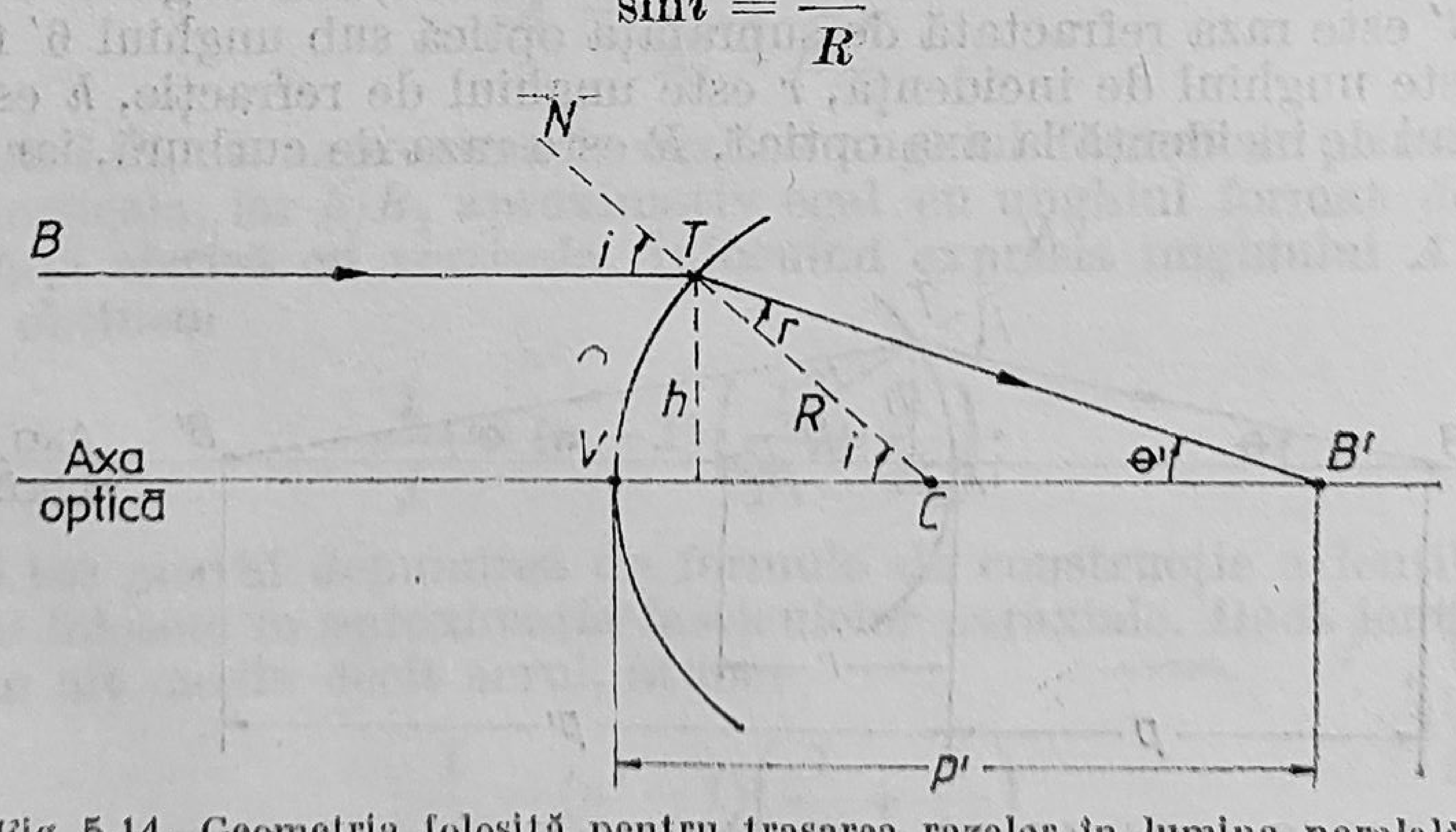


Fig. 5.14. Geometria folosită pentru trasarea razelor în lumina paralelă.

și

$$\theta' = r - i. \tag{5.11f}$$

Cele șase ecuații, (5.11a) — (5.11f), permit trasarea oricărei raze, din planul meridian, prin oricîte suprafețe sferice coaxiale. Planul meridian se definește ca orice plan care conține axa optică a sistemului. Deși cele mai multe raze provenite de la un obiect punctiform extraaxial nu se află în planul meridian, proprietățile de formare a imaginii printr-un sistem optic pot fi, de obicei, determinate alegînd corect razele din planul meridian. Razele care nu se află în planul meridian (razele oblice) nu intersectează axa optică și sînt greu de trasat.

5.3. ABERAȚIILE LENTILELOR

Analiza din paragrafele precedente, asupra formării imaginilor prin lentilele subțiri, a fost făcută în următoarele condiții :

1) indicele de refracție al materialului din care este confecționată lentila nu variază cu lungimea de undă (s-a considerat cazul luminii monocromatice);

2) fasciculele incidente de raze luminoase s-au presupus paraxiale, corespunzător situației în care dimensiunile obiectelor și aperturilor lentilelor sînt infinitezimale.

Din punct de vedere practic aceste condiții nu pot fi îndeplinite ; cel mult ele pot fi mai mult sau mai puțin aproximate. Problemele de proiectare și de confecționare a lentilelor trebuie să țină seama de razele oblice și de dimensiunile finite ale obiectelor și aperturilor care introduc distorsiuni ale imaginilor. Cunoașterea ,,anatomiei'' imaginii date de o lentilă este o condiție esențială pentru proiectarea și confecționarea lentilelor.

Într-o primă aproximație. aberațiile imaginilor punctiforme pot fi încadrate în mai multe categorii : aberațiile de sfericitate, coma, astigmatismul, curbura cîmpului, aberațiile cromatice, organigrama spotului luminos al imaginii și reprezentarea grafică a aberațiilor. O analiză completă trebuie să țină seama și de interacțiunile care apar între diferitele aberații, o problemă foarte complicată.

Analiza pe care o vom face asupra aberațiilor lentilelor se va baza pe rezultatele opticii geometrice, motiv pentru care ea nu se aplică cazului în care dimensiunile spotului luminos al imaginii devin comparabile (atenție!) cu diametrul discului Airy, la difracția pe o fantă circulară.

5.3.1. Teoria de ordinul întîi

Pentru formularea cît mai corectă a teoriei aberațiilor lentilelor, se obișnuiește să se pornească de la formulele (5.11a) — (5.11f) de trasare corectă a mersului razelor prin sistemul optic și să se dezvolte în serie de puteri funcția sinus,

$$\sin\theta = \theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} - \frac{\theta^7}{7!} + \dots \tag{5.12}$$

În cazul unghiurilor θ mici, seria converge rapid. Fiecare termen al seriei este mic comparativ cu precedentul. Pentru razele paraxiale, caz în care unghiul θ este foarte mic, putem neglija toţi termenii seriei în afară de primul, adică

$$\sin \theta \cong \theta.$$

Valori mici ale unghiului θ implică şi valori mici ale celorlalte unghiuri, i, r şi θ', cu condiţia ca raza incidentă să fie aproape de axa optică. Considerînd deci $\sin \theta \cong \theta$, $\sin i \cong i$, $\sin r \cong r$ şi $\sin \theta' \cong \theta'$ în ecuaţiile (5.11a) — (5.11f), obţinem

$$i = \frac{R+p}{R}, \qquad r = \frac{n}{n'}\,i,$$

$$\theta' = r + \theta - i, \qquad p' = R - R\frac{r'}{\theta'}.$$

Eliminînd cele patru unghiuri din sistemul celor patru ecuaţii, rezultă formula gaussiană

$$\frac{n}{p} + \frac{n'}{p'} = \frac{n'-n}{R}. \tag{5.13}$$

Această ecuaţie, împreună cu alte ecuaţii care rezultă din ea, formează bazele teoriei de ordinul întîi.

5.3.2. Teoria aberaţiilor de ordinul trei

Dacă în seria de puteri (5.12) se păstrează numai primii doi termeni, rezultă teoria aberaţiilor de ordinul trei, în care aberaţia oricărei raze (abaterea de la drumul stabilit de formulele gaussiene), poate fi exprimată prin sumele Seidel. Condiţia formării unei imagini perfecte este ca toate cele cinci sume Seidel să fie egale cu zero. Nici o componentă optică nu satisface această condiţie. De aceea, se obişnuieşte ca fiecare sumă să se analizeze separat. Condiţia $S_1 = 0$ înseamnă absenţa aberaţiei de sfericitate. Condiţiile $S_1 = 0$ şi $S_2 = 0$ înseamnă şi absenţa aberaţiei coma. Condiţia $S_1 = 0$, $S_2 = 0$ şi $S_3 = 0$ înseamnă şi absenţa aberaţiei astigmatism ş.a.m.d. Cele cinci aberaţii, de sfericitate, coma, astigmatismul, curbura cîmpului şi distorsiunea se numesc *aberaţii monocromatice*.

Reprezentarea grafică a aberaţiei de sfericitate în cazul unei suprafeţe sferice este reprezentată schematic în figura 5.15, în care B este obiectul puncti-

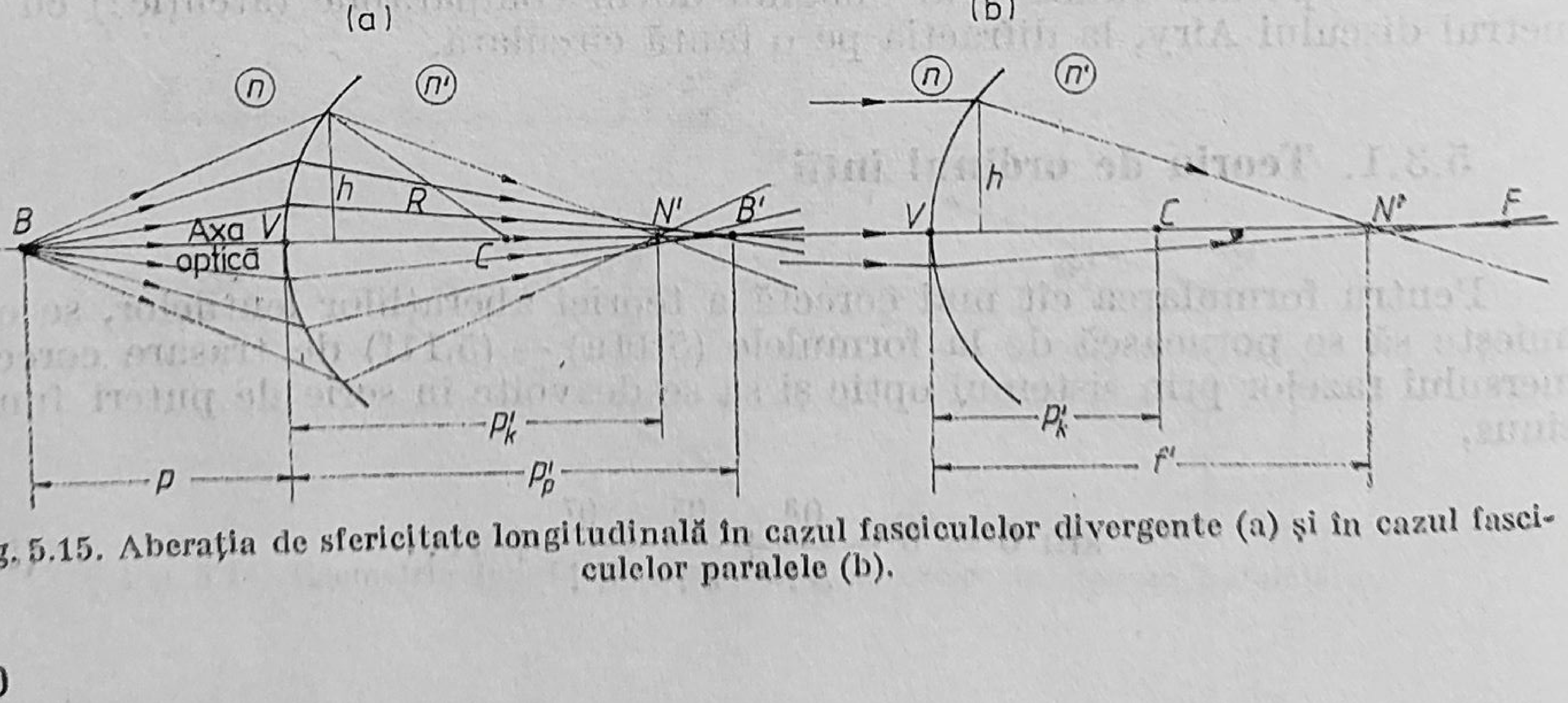


Fig. 5.15. Aberaţia de sfericitate longitudinală în cazul fasciculelor divergente (a) şi în cazul fasciculelor paralele (b).

form, aflat pe axa optică, iar B' imaginea sa paraxială. Observăm că cu cît razele sînt mai înclinate față de axa optică, cu atît ele se strîng mai aproape de vîrful suprafeței. Distanța $B'N'$ este o măsură a *aberației longitudinale de sfericitate*. Valoarea sa, dată de teoria de ordinul trei, este

$$\frac{n}{p}+\frac{n'}{p'_k}=\frac{n'-n}{R}+\left[\left(\frac{h^2n^2R}{2f'n'}\right)\left(\frac{1}{p}+\frac{1}{R}\right)\left(\frac{1}{R}+\frac{n'-n}{np}\right)\right]. \tag{5.14}$$

Deoarece teoria de ordinul întîi, a razelor paraxiale, conduce la expresia (5.13), rezultă că termenul din paranteza mare a membrului drept reprezintă abaterea de la teoria de ordinul întîi. Dacă obiectul se află la infinit, adică razele incidente sînt paralele cu axa optică, ecuația (5.14) se reduce la expresia

$$\frac{n'}{p'_k}=\frac{n'}{f'}+\frac{h^2n^2}{2f'R^2n'}. \tag{5.15}$$

În ambele cazuri abaterea este proporțională cu h^2.

5.3.3. Aberația de sfericitate a lentilelor

Aberația de sfericitate am analizat-o și în cazul oglinzilor sferice și ea apare ori de cîte ori se folosesc fascicule incidente largi sau cînd razele de lumină provenite de la un obiect punctiform axial sînt mult înclinate față de axă. Două exemple sînt reprezentate schematic în figura 5.16. Dacă măsura aberației se definește prin separarea punctelor focale, aberația se numește *longitudinală* (vezi figura 5.16a), iar dacă măsura aberației se definește prin împrăștierea punctelor în planul focal paraxial, aberația se numește *transversală* (vezi figura 5.16b). Aberația longitudinală de sfericitate poate fi pozitivă, dacă rezele marginale intersectează axa optică într-un punct situat la stînga punctului focal paraxial și poate fi negativă în caz contrar. Modificînd curbura suprafețelor sferice ale lentilelor, însă păstrînd distanța focală neschimbată, putem obține forme de lentile care să prezinte aberații de sfericitate minime. Caracterizarea lentilelor cu aceeași distanță focală se face cu ajutorul *factorului de formă* q, definit de relația

$$q=\frac{R_2+R_1}{R_2-R_1} \tag{5.16}$$

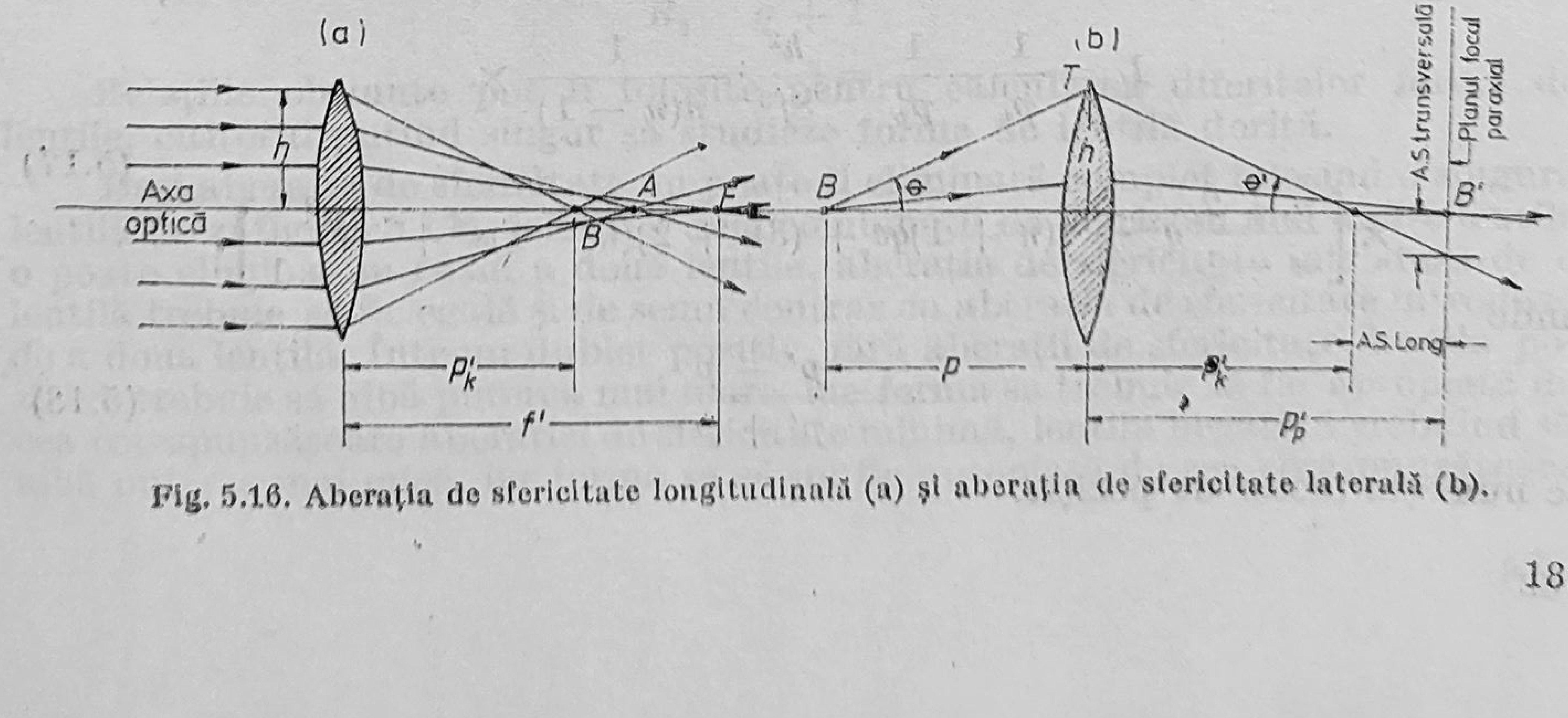


Fig. 5.16. Aberația de sfericitate longitudinală (a) și aberația de sfericitate laterală (b).

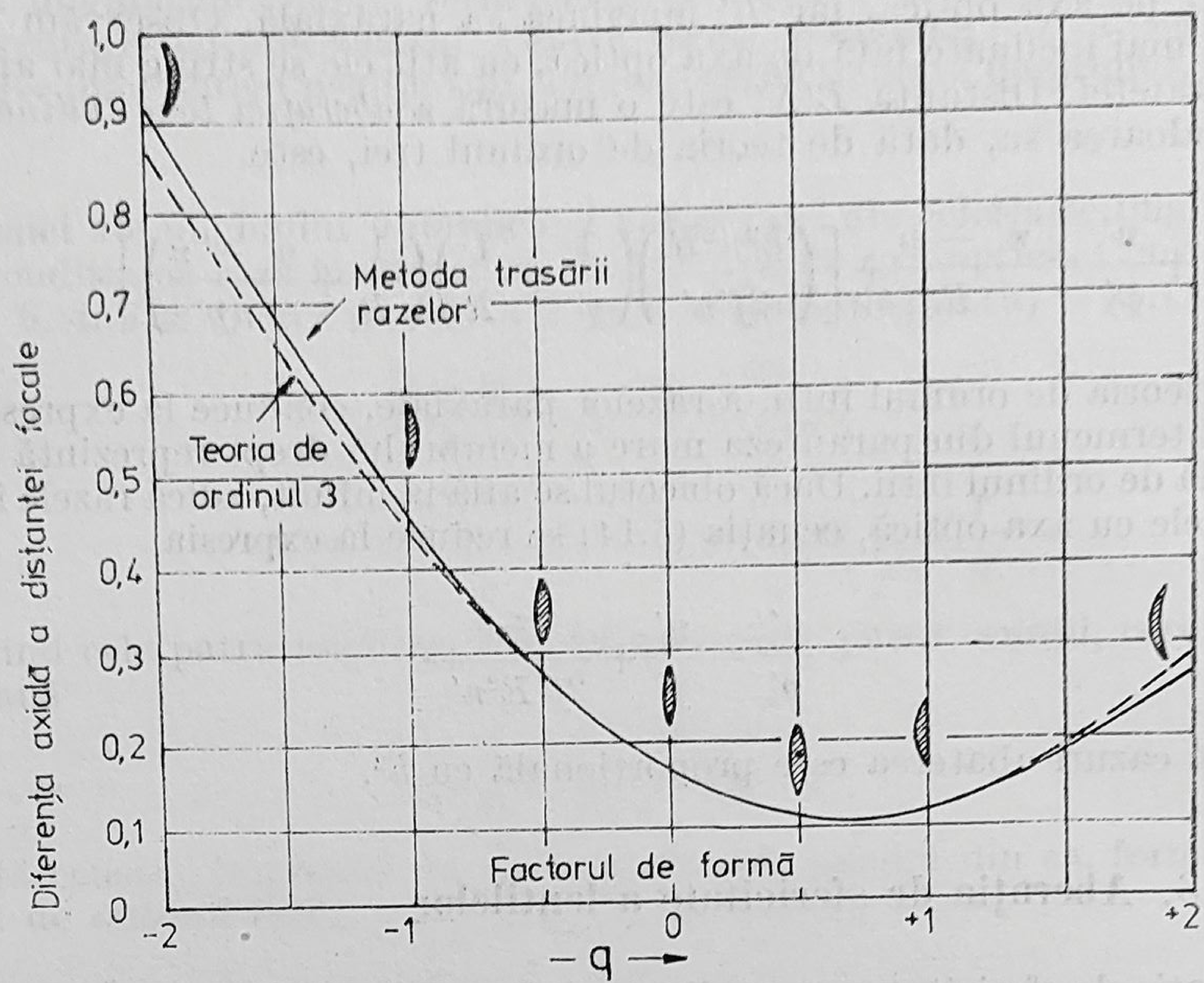


Fig. 5.17. Graficul aberaţiei de sfericitate în cazul lentilelor cu aceeaşi distanţă focală, însă de forme diferite ($f = 0{,}1$ m, $h = 0{,}01$ m şi $n = 1{,}517$).

Modul în care forma lentilei influenţează aberaţia de sfericitate axială este arătat în figura 5.17, d fiind grosimea lentilei. După cum se poate constata, modificarea razelor de curbură poate duce la reducerea substanţială a aberaţiei, nu însă şi la eliminarea ei completă. Eliminarea completă a aberaţiei de sfericitate, în cazul unei singure lentile, se poate face prin modificarea formei sferice a suprafeţei (suprafeţelor) lentilelor, operaţie grea care implică polizarea manuală a lentilei.

Din punct de vedere teoretic, aberaţia de sfericitate depinde de aproximaţia care se face în seria de puteri (5.12). Prima aberaţie de sfericitate se mai numeşte aberaţie de ordinul trei, deoarece depinde de θ^3, iar a doua aberaţie de sfericitate se mai numeşte aberaţie de ordinul cinci, deoarece depinde de θ^5. Deşi obţinerea unei expresii pentru aberaţia de sfericitate de ordinul trei este o problemă care implică multe calcule algebrice, considerăm util să prezentăm cîteva rezultate finale, de interes practic.

Expresia aberaţiei de sfericitate, de ordinul trei, a unei lentile subţiri este

$$L_p = \frac{1}{p'_k} - \frac{1}{p'_p} = \frac{h^2}{8f^3} \cdot \frac{1}{n(n-1)} \times \tag{5.17}$$

$$\times \left[\frac{n+2}{n-1} q^2 + 4(n+1)qs + (3n+2)(n-1)s^2 + \frac{n^3}{n-1}\right],$$

unde

$$s = \frac{p' - p}{p' + p} \tag{5.18}$$

se numeşte factor de poziţie.

Diferența $p'_p - p'_h$ se numește aberație longitudinală de sfericitate, A_{ls}, iar mărimea $(p'_p - p'_h)$ tg θ' se numește aberație laterală (transversală), de sfericitate, A_{ts}, expresiile lor fiind

$$A_{ls} = p'_p p'_h L_p,$$
$$A_{ts} = p'_p h L_p. \qquad (5.19)$$

Pentru orice rază incidentă, distanța p'_h, de la imagine la lentilă, este dată de expresia

$$p'_h = \frac{p'_p}{1 + p'_p L_p}.$$

Compararea rezultatelor obținute în cadrul teoriei de ordinul trei, cu rezultatele obținute în cadrul teoriei exacte, bazată pe metoda trasării mersului razelor, este arătată în figura 5.17. Cînd factorul de formă, q, nu diferă prea mult de valoarea de minim, concordanța este foarte bună. Prin valoarea de minim înțelegem valoarea lui q pentru care funcția (5.17) este minimă și se obține din condiția

$$\frac{dL_p}{dq} = \frac{h^2}{8f^2} \cdot \frac{2(n+2)q + 4(n-1)(n+1)s}{n(n-1)^2} = 0,$$

de unde

$$q = -\frac{2(n^2-1)s}{n+2}. \qquad (5.20)$$

Deci pentru o valoare a lui p dată, putem proiecta o lentilă care să aibă factorul de formă dat de expresia (5.20), iar aberația de sfericitate va fi minimă. Folosind formula de construcție a lentilelor, (5.10), formula lentilelor (5.1) și expresia (5.16) a factorului de formă, rezultă

$$p = \frac{2f}{1+s}, \qquad p' = \frac{2f}{1-s},$$
$$R_1 = \frac{2f(n-1)}{q+1}, \qquad R_2 = \frac{2f(n-1)}{q-1}, \qquad (5.21)$$

sau

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{q-1}{q+1}. \qquad (5.22)$$

Relațiile obținute pot fi folosite pentru calcularea diferitelor forme de lentile, cititorul putînd singur să studieze forma de lentilă dorită.

Deși aberația de sfericitate nu poate fi eliminată complet folosind o singură lentilă (vezi figura 5.17), folosirea unei combinații de două sau mai multe lentile o poate elimina. În cazul a două lentile, aberația de sfericitate introdusă de o lentilă trebuie să fie egală și de semn contrar cu aberația de sfericitate introdusă de a doua lentilă. Într-un dublet pozitiv, fără aberații de sfericitate, lentila pozitivă trebuie să aibă puterea mai mare, iar forma sa trebuie să fie apropiată de cea corespunzătoare aberației de sfericitate minimă, lentila negativă trebuind să aibă puterea mai mică, iar forma sa să nu fie apropiată de cea corespunzătoare

minimului. Neutralizarea este posibilă, deoarece aberaţia de sfericitate depinde de cubul distanţei focale (vezi relaţia (5. 17)), şi îşi schimbă semnul împreună cu distanţa focală.

Pentru valori mari ale lui h şi pentru forme, ale lentilelor, care se abat mult de la cele corespunzătoare condiţiei de minim, diferenţa dintre cele două curbe din figura 5.17 devine din ce în ce mai mare, prin urmare trebuie introdus în teorie şi termenul de ordinul cinci al dezvoltării (5.12). În cadrul teoriei de ordinul trei funcţia $L_p(h)$ trebuie să fie o parabolă (vezi expresia (5.17)). Experienţa a arătat că pentru valori mari ale lui h este mai corectă dependenţa

$$A_{ls} = ah^2 + bh^4, \tag{5.23}$$

unde a şi b sînt constante. Termenul ah^2 este termenul de ordinul trei, iar bh^4 este termenul de ordinul cinci. Cunoscînd valorile constantelor a şi b, putem calcula aberaţia de sfericitate şi putem lua în consideraţie reducerea acesteia.

5.3.4. Coma

O a doua aberaţie monocromatică rezultată în cadrul teoriei de ordinul trei este denumită coma, prin asemănarea geometrică cu forma unei comete. Ea se datorează poziţiei obiectului punctiform în afara axei optice şi divergenţei accentuate a razelor incidente, aşa cum rezultă din figura 5.18. Raza cercului comatic, rezultată din teoria de ordinul trei, este

$$C_s = \frac{jh^2}{f^3}(Gs + Wq), \tag{5.24}$$

unde j, h şi f sînt distanţele indicate în figura 5.19, iar

$$G = \frac{3(2n + 1)}{4n} \quad \text{şi} \quad W = \frac{3(n + 1)}{4n(n - 1)}.$$

Forma figurii comatice este dată de

$$y = C_s(2 + \cos 2\Psi), \qquad z = C_s \sin 2\Psi,$$

arătînd că

$$C_t = 3C_s,$$

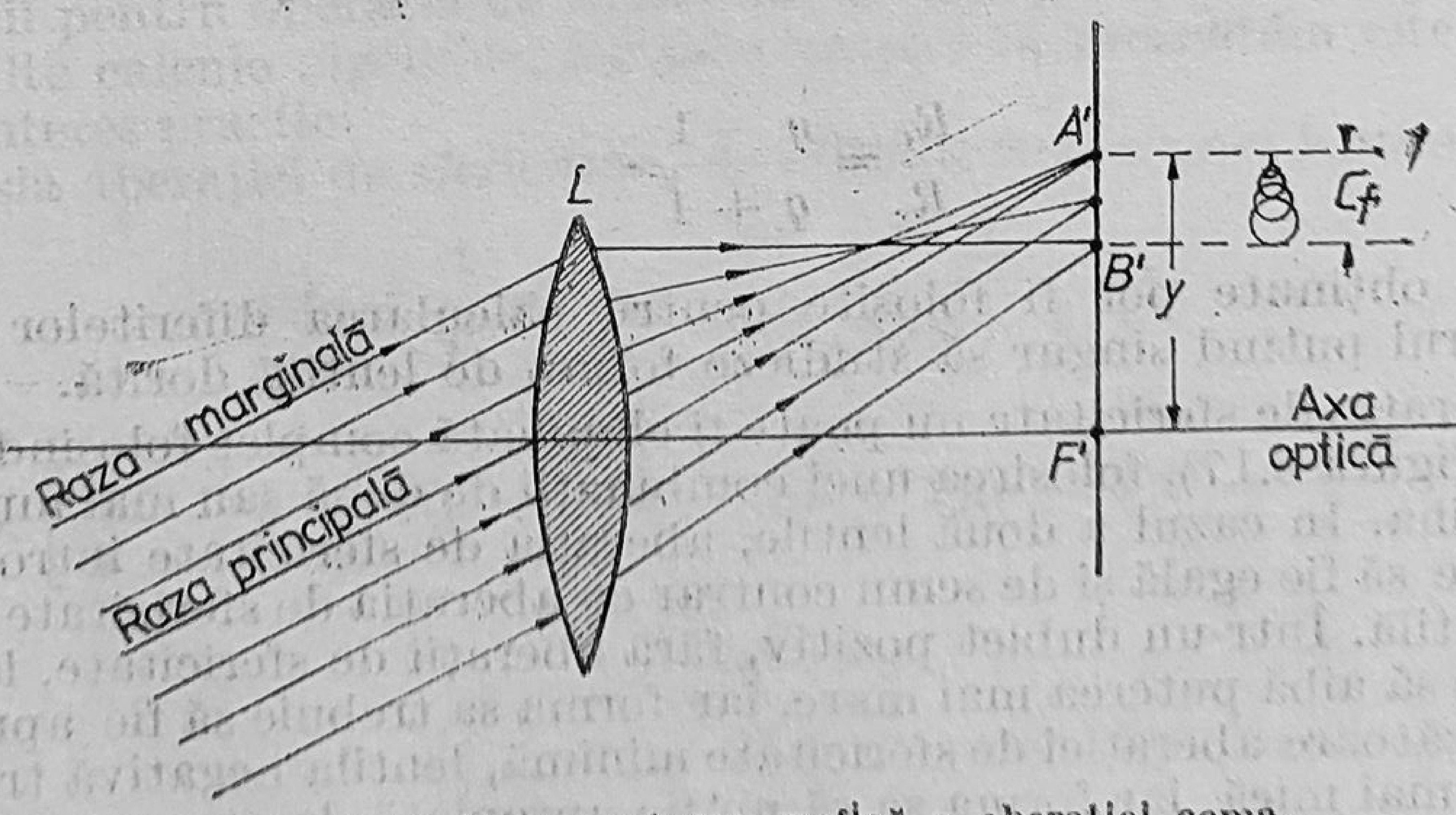


Fig. 5.18. Reprezentarea grafică a aberaţiei coma.

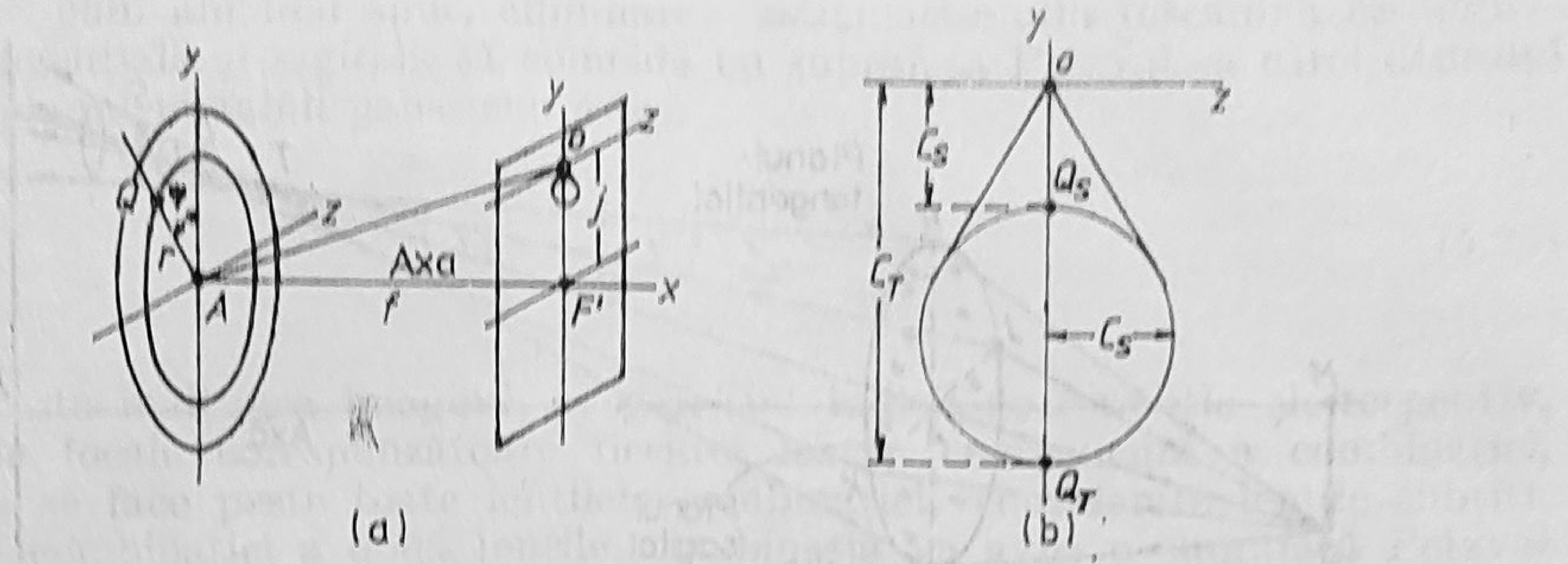


Fig. 5.19. Geometria aberației coma.

C_t fiind raza cercului corespunzător unei coma tangențiale, C_s raza cercului corespunzător unei coma radiale (sau sagitale) (v. figura 5.19). În funcție de

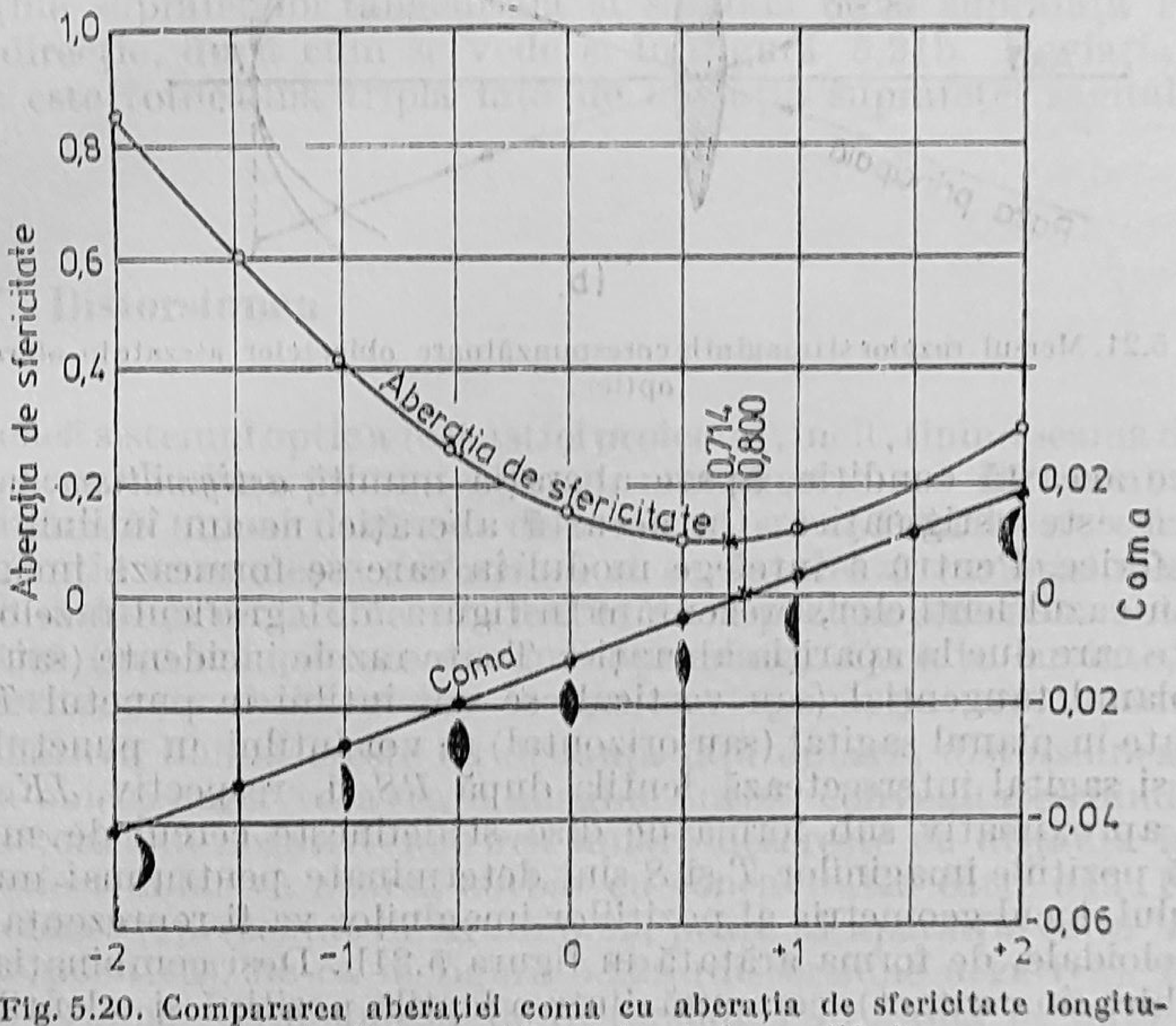


Fig. 5.20. Compararea aberației coma cu aberația de sfericitate longitudinală în cazul lentilelor de forme diferite.

valoarea factorului de formă, q, comparația dintre coma și aberația de sfericitate este arătată în figura 5.20.

5.3.5. Astigmatismul

Dacă primele două sume Seidel sînt egale cu zero, razele incidente provenite de la obiectele punctiforme axiale sau aproape axiale vor da naștere unor imagini punctiforme, fără aberații de sfericitate sau coma. Dacă obiectul se află însă la o distanță mai mare față de axa optică, imaginea punctuală se formează numai dacă și cea de-a treia sumă Seidel este egală cu zero. Dacă lentila

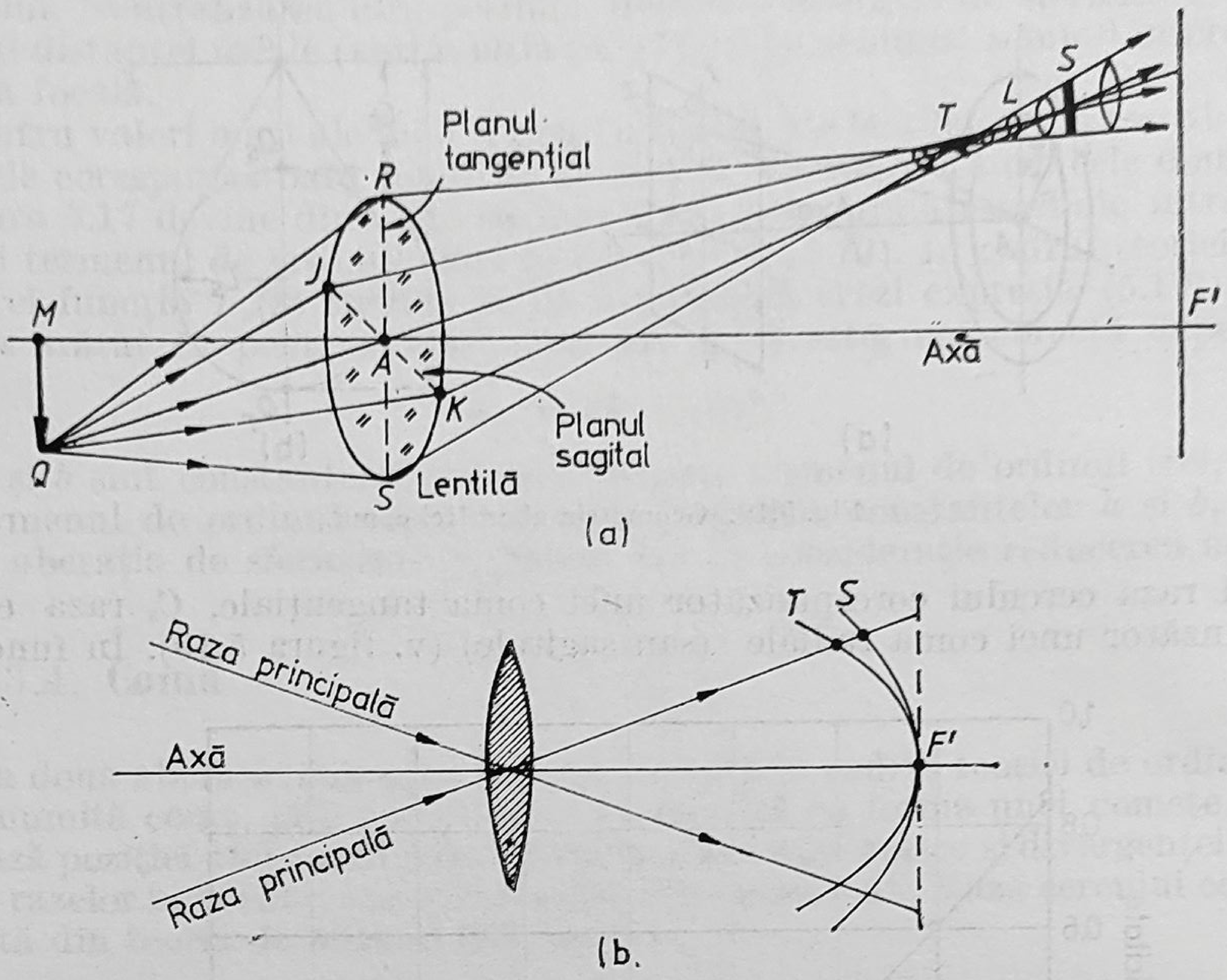


Fig. 5.21. Mersul razelor și imaginile corespunzătoare obiectelor așezate în afara axei optice.

nu satisface această condiție, apare aberația numită *astigmatism*, iar imaginea se spune că este astigmatică. Cu această aberație ne-am întîlnit și în cazul oglinzilor sferice. Pentru a înțelege modul în care se formează imaginea astigmatică și în cazul lentilelor, prezentăm în figura 5.21 graficul razelor incidente și refractate care duc la apariția aberației. Toate razele incidente (sau refractate) aflate în planul tangențial (sau vertical) se vor întîlni în punctul T, iar toate razele situate în planul sagital (sau orizontal) se vor întîlni în punctul S. Planele tangențial și sagital intersectează lentila după RS și, respectiv, JK. În L imaginea este aproximativ sub formă de disc și definește cercul de minimă confuzie. Dacă pozițiile imaginilor T și S sînt determinate pentru mai multe puncte ale obiectului, locul geometric al pozițiilor imaginilor va fi reprezentat de suprafețe paraboloidale, de forma arătată în figura 5.21b. Deși combinația de lentile numită dublet (în contact), compusă dintr-o lentilă pozitivă și o lentilă negativă prezintă aberația astigmatism, reducerea acesteia poate fi semnificativă dacă se micșorează, cu ajutorul anumitor elemente, diametrul fasciculului incident și unghiul de înclinare față de axa optică. De exemplu, se poate face așa fel ca cele două suprafețe paraboloidale, sagitală și tangențială, să coincidă, dînd naștere la o singură suprafață numită suprafața Petzval.

5.3.6 Curbura cîmpului

Dacă obiectul, a cărui imagine este dată de lentilă, este o suprafață plană și dacă toate aberațiile menționate pînă acum au fost eliminate, imaginea obținută încă nu va fi plană, ci va sta pe o suprafață curbată. Acest defect de imagine este cunoscut sub denumirea de *curbura cîmpului*.

După cum am mai spus, eliminarea astigmatismului înseamnă ca suprafețele tangențială și sagitală să coincidă cu suprafața Petzval, a cărei distanță față de planul imaginii gaussiene este

$$\Delta x = \frac{1}{2} y'^2 \sum_i \frac{1}{n_i f_i}, \tag{5.25}$$

unde y' este înălțimea imaginii, n_i și f_i sînt indicii de refracție și, respectiv, distanțele focale corespunzătoare fiecărei lentile componentă a combinației, iar suma se face peste toate lentilele combinației, considerate lentile subțiri. În cazul combinației a două lentile, combinația va avea o suprafață Petzval plană, dacă este îndeplinită condiția

$$n_1 f_1 + n_2 f_2 = 0. \tag{5.26}$$

Deviațiile suprafețelor tangențială și sagitală de la suprafața Petzval sînt în aceeași direcție, după cum se vede și în figura 5.21b. Deviația suprafeței tangențiale este totdeauna triplă față de deviația suprafeței sagitale.

5.3.7. Distorsiunea

Chiar dacă sistemul optic a fost astfel proiectat, încît, ținînd seama de aberațiile prezentate, le-a eliminat pe toate patru, mai rămîne o a cincea aberație, care poate fi eliminată numai dacă cea de-a cincea sumă Seidel este egală cu zero. Această aberație se numește *distorsiune* și se datorează variației măririi liniare a lentilei cu distanța de la obiect la lentilă și cu poziția punctelor obiectului față de axa optică (mai îndepărtate sau mai apropiate). Cu alte cuvinte, obiecte de mărimi diferite, așezate în același loc pe axa optică, pot avea măriri diferite.

Cînd mărirea liniară crește cu distanța față de axă, distorsiunea este pozitivă, iar un obiect liniar va avea o imagine curbă, convexitatea fiind către axă. În cazul distorsiunii negative mărirea liniară descrește cu distanța față de axă și același obiect liniar va apărea curbat cu concavitatea către axă. Forma imaginii unui obiect reprezentat în figura 5.22, poate să apară fie ca în figura 5.22b (distorsiune pozitivă), fie ca în figura 5.22a (distorsiune negativă). Forma imaginilor a determinat terminologia de distorsiune : în formă de butoi și, respectiv, în formă de perniță.

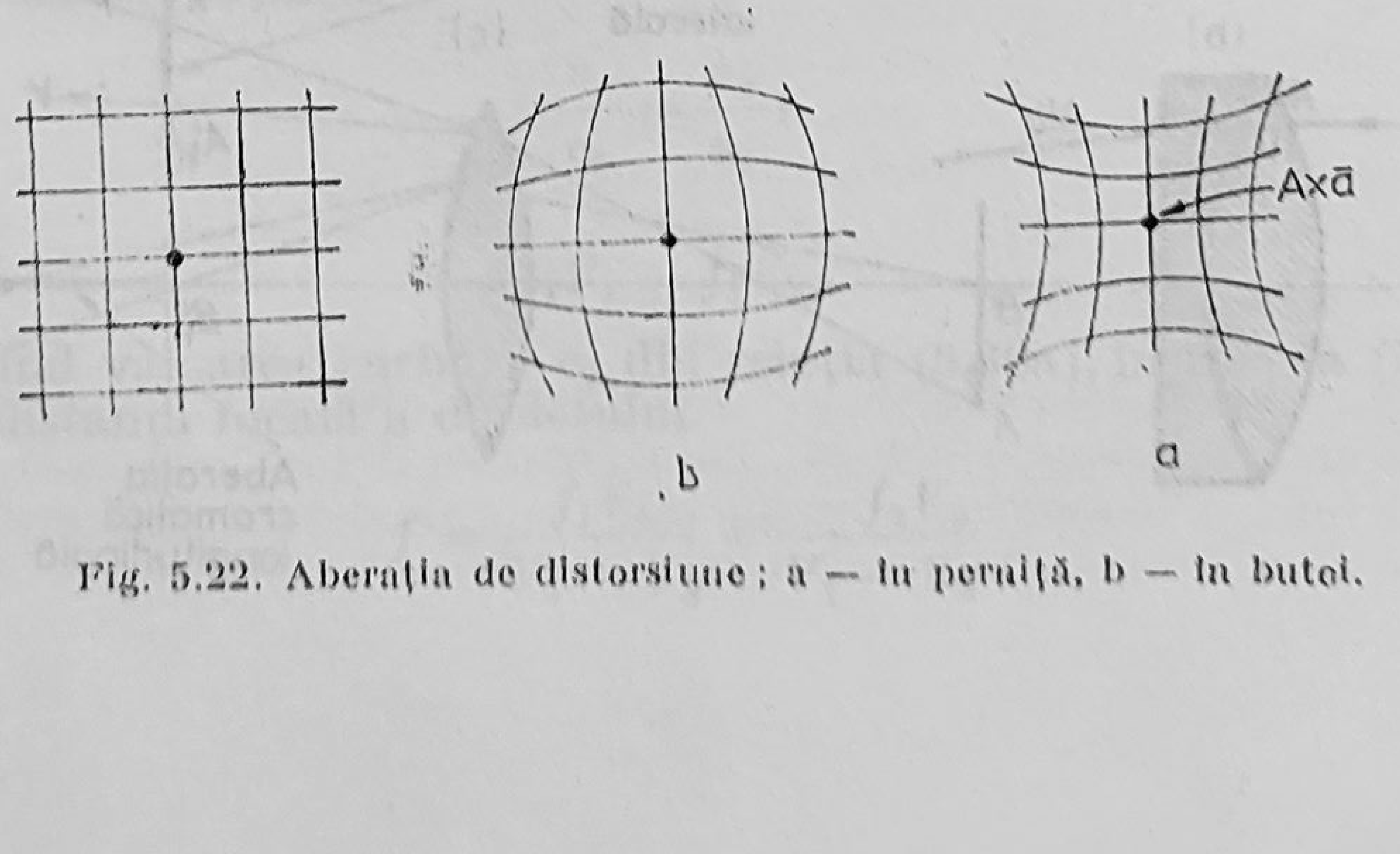


Fig. 5.22. Aberația de distorsiune : a — în perniță, b — în butoi.

5.3.8. Aberaţiile cromatice

Prezenţa indicelui de refracţie în formula de construcţie a lentilelor şi în celelalte formule de construcţie a imaginilor cu ajutorul formulelor implică luarea în consideraţie a variaţiei indicelui de refracţie, n, cu lungimea de undă, adică $n = n(\lambda)$. Ipoteza $n \neq n(\lambda)$, folosită în analiza aberaţiilor ne-a îndreptăţit să numim aceste aberaţii ca aberaţii monocromatice sau geometrice. Ar fi însă o absurditate să considerăm că obiectele, a căror imagine este dată de lentile, emit numai radiaţie monocromatică.

Dependenţa poziţiei şi formei imaginilor de lungimea de undă face ca pentru lungimi de undă diferite să obţinem poziţii şi forme diferite ale imaginilor prin lentile, situaţie cunoscută sub denumirea de *aberaţii cromatice*. Pentru toate materialele optice indicele de refracţie, n, variază cu lungimea de undă (v. tabelul 3.2 şi relaţia (2.1)) şi aproape toate sursele de lumină folosite în sistemele optice (Soarele, lămpile cu incandescenţă, lămpile cu plasmă etc.) prezintă o distribuţie spectrală a luminii, astfel că aberaţiile cromatice reprezintă într-adevăr o problemă universală în formarea imaginilor.

Chiar în cazul obiectelor axiale punctiforme şi al razelor paraxiale, considerarea dependenţei $n = n(\lambda)$ face ca:

1) punctul focal al lentilei să varieze cu lungimea de undă;

2) distanţa, faţă de axa optică, a imaginii unui punct-obiect să varieze cu lungimea de undă.

Pentru o aceeaşi lentilă, cele două efecte sînt interdependente. Pentru combinaţii de lentile cele două efecte sînt independente şi dau naştere la aberaţii cromatice diferite.

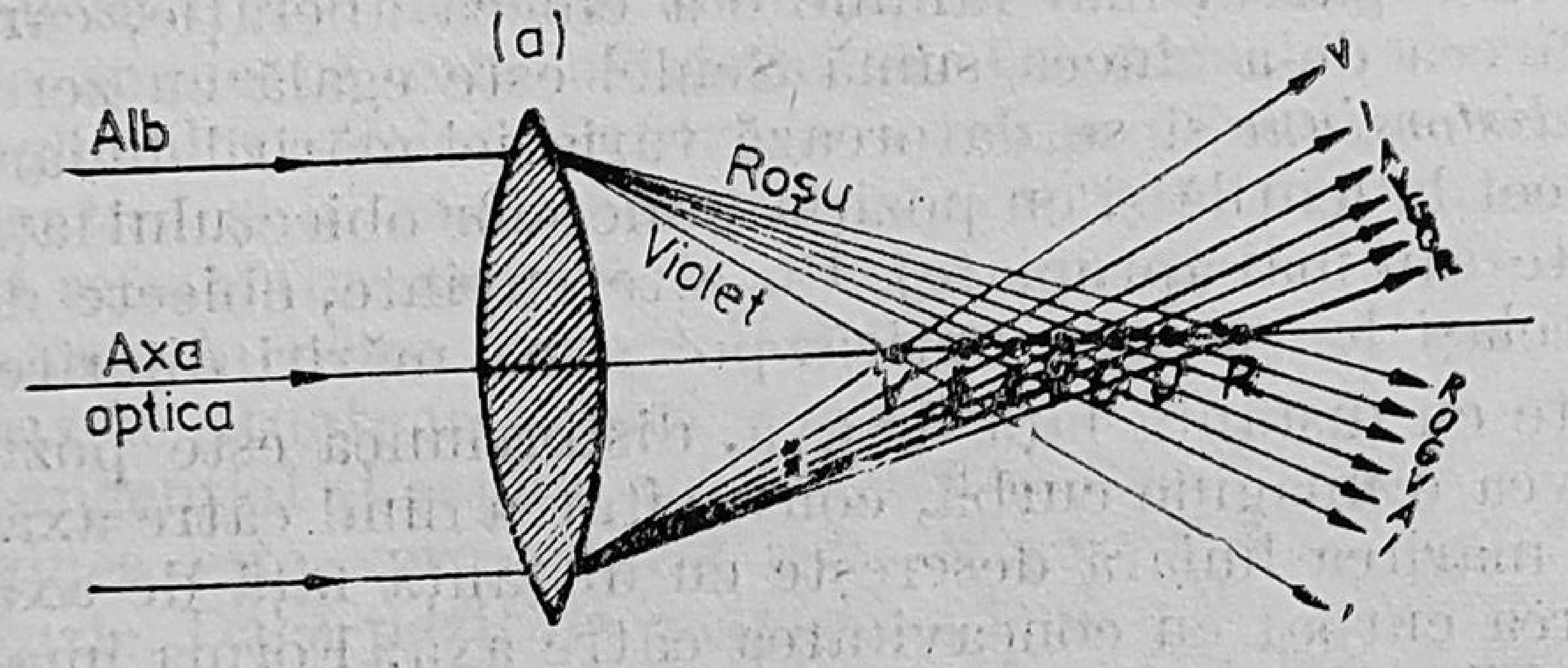
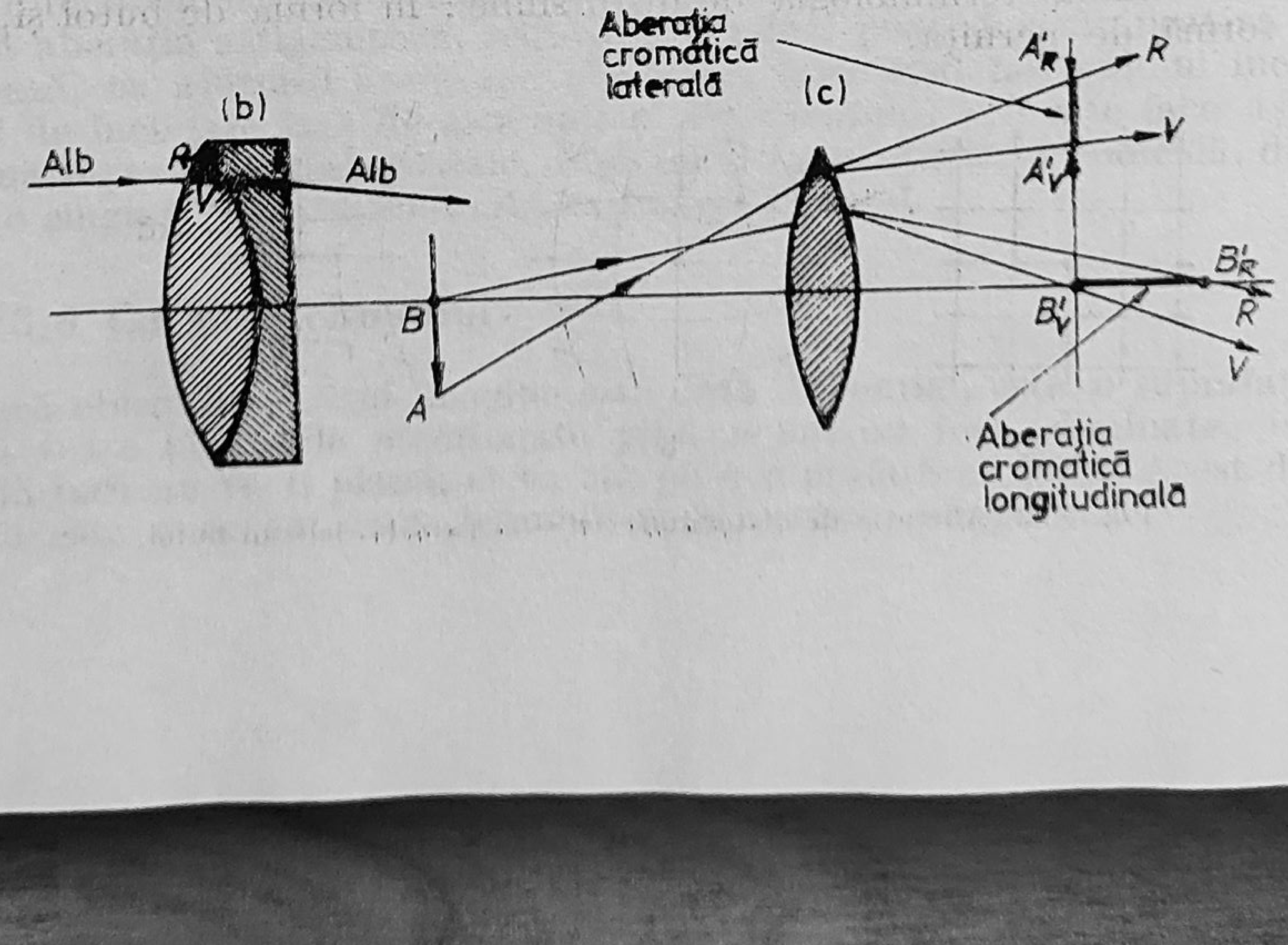


Fig. 5.23. Aberaţia cromatică: a — longitudinală, b — laterală, c — corectată.



Separarea punctelor focale, pentru domenii spectrale diferite, se numeşte *aberaţie cromatică longitudinală*;

Separarea poziţiilor faţă de axa optică face ca obiectele întinse să aibă imagini de mărimi diferite, ceea ce dă naştere la aşa-numita *aberaţie cromatică transversală* (sau „culoare laterală").

Aceste aberaţii cromatice, longitudinală şi transversală, pot fi eliminate, mai mult sau mai puţin, folosind combinaţii de lentile cu contribuţii pozitive şi, respectiv, cu contribuţii negative.

În cazul unei lentile subţiri, aberaţia cromatică longitudinală este reprezentată schematic în figura 5.23a, iar înlăturarea sa cu ajutorul unei combinaţii de două lentile, una pozitivă şi alta negativă (dublet acromat), este reprezentată schematic în figura 5.23b. Aberaţia cromatică transversală este reprezentată schematic în figura 5.23c.

Vom calcula, pentru cazul unei lentile subţiri, variaţia Δf a distanţei focale, datorată variaţiei Δn a indicelui de refracţie. Fie cazul general în care n_a, n_b şi n_0 sînt indicii de refracţie corespunzători lungimilor de undă λ_a, λ_b şi λ_0 ($\lambda_b < \lambda_0 < \lambda_a$), unde λ_0 este lungimea de undă nominală. Diferenţa Δf, a distanţelor focale f_a şi f_b, este

$$\Delta f = \frac{1}{c}\left(\frac{1}{n_a - 1} - \frac{1}{n_b - 1}\right) = \frac{1}{c} \cdot \frac{n_b - n_a}{(n_a - 1)(n_b - 1)} = \frac{f_0}{V^*}, \tag{5.27}$$

unde

$$V^* = \frac{(n_a - 1)(n_b - 1)}{(n_b - n_a)(n_0 - 1)} \approx \frac{(n_0 - 1)}{(n_b - n_a)}, \tag{5.28}$$

c fiind curbura suprafeţei lentilelor. Definind pe V^* pentru anumite valori ale lungimilor de undă (v. tabelul 3.2 şi relaţia (3.5)), numărul V (sau numărul Abbe), poate lua, în cazul sticlei optice, valori între 20 şi 80, deci Δf poate prezenta variaţii cuprinse între 5% şi 1,25% din distanţa focală, f_0.

Folosind expresia (5.27), putem construi un dublet acromatic, format din două lentile, L_1 şi L_2, alipite, cu indicii de refracţie n_1 şi n_2, cu indicii de dispersie, V_1 şi V_2, şi cu razele de curbură R_1 şi, respectiv, $-R_2$; puterea dubletului este (vezi relaţia (5.8))

$$P = P_1 + P_2 = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = (n_1 - 1) \cdot c_1 - (n_2 - 1)c_2, \tag{5.29}$$

unde c_1 şi c_2 sînt curburile feţelor lentilelor L_1 şi, respectiv, L_2.

Scriind membrul drept al egalităţii (5.29) pentru fiecare din cele două valori ale lungimii de undă în raport cu care dorim să acromatizăm dubletul şi egalînd rezultatele, obţinem

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1}, \tag{5.30a}$$

sau

$$f_1 V_1 = f_2 V_2. \tag{5.30b}$$

Substituind valoarea curburii c_2 din relaţia (5.30a), în relaţia (5.29), obţinem pentru distanţa focală a dubletului

$$f = \frac{f_1 V_1}{V_1 - V_2} = \frac{-f_2 V_2}{V_1 - V_2} \tag{5.31}$$

Acromatizarea dubletului este completă, dar numai pentru două lungimi de undă. Rămîne mai departe o aberaţie cromatică reziduală, numită *spectru secundar* al dubletului acromatic. Pentru reducerea sa la minim, este necesar să se folosească sticle optice cu valorile lui P (vezi relaţia (3.6)), cît mai apropiate. Dintre toate tipurile de sticlă optică numai fluorina permite reducerea substanţială a spectrului secundar şi acromatizarea pentru trei lungimi de undă (tripletul acromat). Cînd dubletul acromat este corectat şi pentru aberaţiile de sfericitate, el se numeşte *apocromat*. Fluorina fiind un material impropriu pentru construcţia lentilelor, se preferă folosirea tripleţilor, construiţi din trei lentile din materiale diferite, acromatizaţi pentru trei lungimi de undă.

5.4. DEFECTE ACCIDENTALE ALE LENTILELOR

Concluzia paragrafului precedent este că lentilele simple sînt componente optice imperfecte, chiar şi în situaţia în care confecţionarea lor este conformă cu proiectul. Acestor imperfecţiuni li se adaugă defectele care apar în procesul de confecţionare a lentilelor, în care trebuie să se admită anumite toleranţe referitoare la :

1) indicele de refracţie al sticlei optice şi uniformitatea sticlei optice ;
2) forma macroscopică a suprafeţelor refractante ;
3) calitatea microscopică a suprafeţelor ;
4) grosimea lentilelor ;
5) concentricitatea suprafeţelor.

În cataloagele fabricilor producătoare de sticlă optică, indicele de refracţie este dat uneori cu o precizie de pînă la a cincea zecimală, precizie care trebuie considerată cu multă precauţiune, deoarece incertitudinile pot apărea chiar la a treia zecimală. Din fericire indicele de refracţie afectează doar distanţa focală a lentilei. Neuniformităţile spaţiale ale indicelui de refracţie pot însă determina defecte ale imaginilor. Apariţia striurilor poate fi datorată neomogenităţilor de amestec a substanţelor folosite la fabricarea sticlei şi, într-o mai mică măsură, tensiunilor mecanice rezultate în procesul de răcire a sticlei topite. Striurile pot fi detectate cu ajutorul sistemelor schlieren (cuvîntul german „Schlieren" înseamnă striuri), sticla optică cu striuri nefiind potrivită pentru producerea componentelor optice.

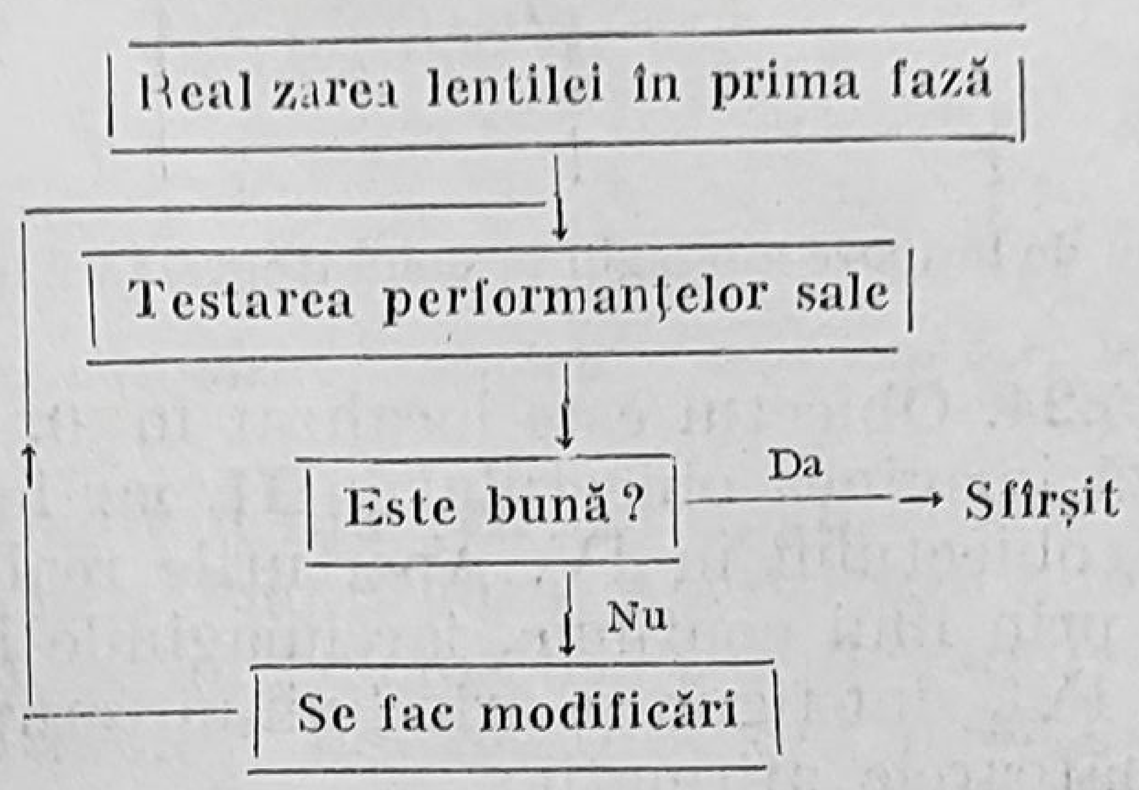
Sticla optică poate conţine bule sau impurităţi opace care împrăştie lumina. Asemenea defecte au efecte diferite asupra diferitelor funcţii ale lentilelor.

Precizia de măsurare a razelor de curbură ale lentilelor este de importanţă deosebită, măsurările precise trebuind făcute cu sferometrul. Deoarece aceste instrumente sînt relativ delicate, folosirea lor în flux continuu de producţie nu este indicată. Din această cauză curbura lentilelor se testează cu ajutorul unor etaloane de suprafaţă test, care se pun în contact cu suprafaţa testată şi, în lumină monocromatică, se analizează inelele lui Newton în funcţie de care se specifică precizia de prelucrare a suprafeţelor. Abaterea suprafeţei testate de la forma sferică va da naştere la inele Newton necirculare.

Grosimea lentilelor se poate măsura uşor. Ea nu este un parametru critic în proiectarea lentilelor, deci se pot admite toleranţe de aproximativ $\pm$ 1 mm.

Proiectele de lentile arată că toate centrele de curbură se află situate pe aceeaşi dreaptă — axa optică a sistemului. Din punct de vedere practic această condiţie pare să fie cel mai greu de îndeplinit.

În aproape toate cazurile proiectantul este obligat să facă uz de suprafețe reflectătoare și refractante de formă sferică, suprafețele asferice fiind greu de obținut. Aflarea unei soluții matematice în procesul de fabricare a lentilelor, în funcție de performanțe, este prea complicată pentru a reprezenta o realitate practică. Cel mai bine este să se pornească de la cunoștințele optice și să se realizeze lentila în prima fază, după care, dacă în urma testării nu se îndeplinesc condițiile cerute, să se remedieze anumite defecte, să se testeze din nou lentila ș.a.m.d., pînă se obține piesa optică dorită. Acest proces poate fi reprezentat astfel:



Atît proiectantul cît și producătorul dispun de cîteva „grade de libertate”, ca razele de curbură ale suprafețelor, grosimea lentilei, indicele de refracție și puterea de dispersie ale sticlei, de care trebuie să țină seama. Dacă unul dintre parametrii lentilei trebuie menținut constant, modificarea unui alt parametru este acompaniată și de alte modificări. De exemplu, dacă trebuie menținută constantă distanța focală, modificarea indicelui de refracție al sticlei (schimbarea sticlei optice), implică modificarea razelor de curbură ale suprafețelor.

5.5. SISTEME DE LENTILE

În afara aberațiilor lentilelor și a defectelor accidentale de fabricație, sistemele de lentile includ și alte cunoștințe de care trebuie să se țină seama. Într-un aparat optic lentila nu este o piesă separată, care să nu depindă și de modul în care sînt dispuse și alte piese optice sau sursele optice. Folosirea lentilelor trebuie să țină seama de interdependența care se stabilește între toate piesele optice ale aparatului și de ceva în plus. Investigarea aperturilor și a efectului pe care acestea îl au asupra distribuției de lumină în imagine este o parte esențială a opticii.

5.5.1. Pupile de intrare, pupile de ieșire și diafragme

În loc să trasăm fasciculul de raze printr-un sistem și apoi să analizăm efectul pe care îl are asupra sa o apertură dată, vom afla imaginile tuturor aperturilor în spațiul-obiect și vom vedea dacă o anumită rază de lumină din spațiul-obiect trece sau nu prin sistemul optic considerat. Această metodă

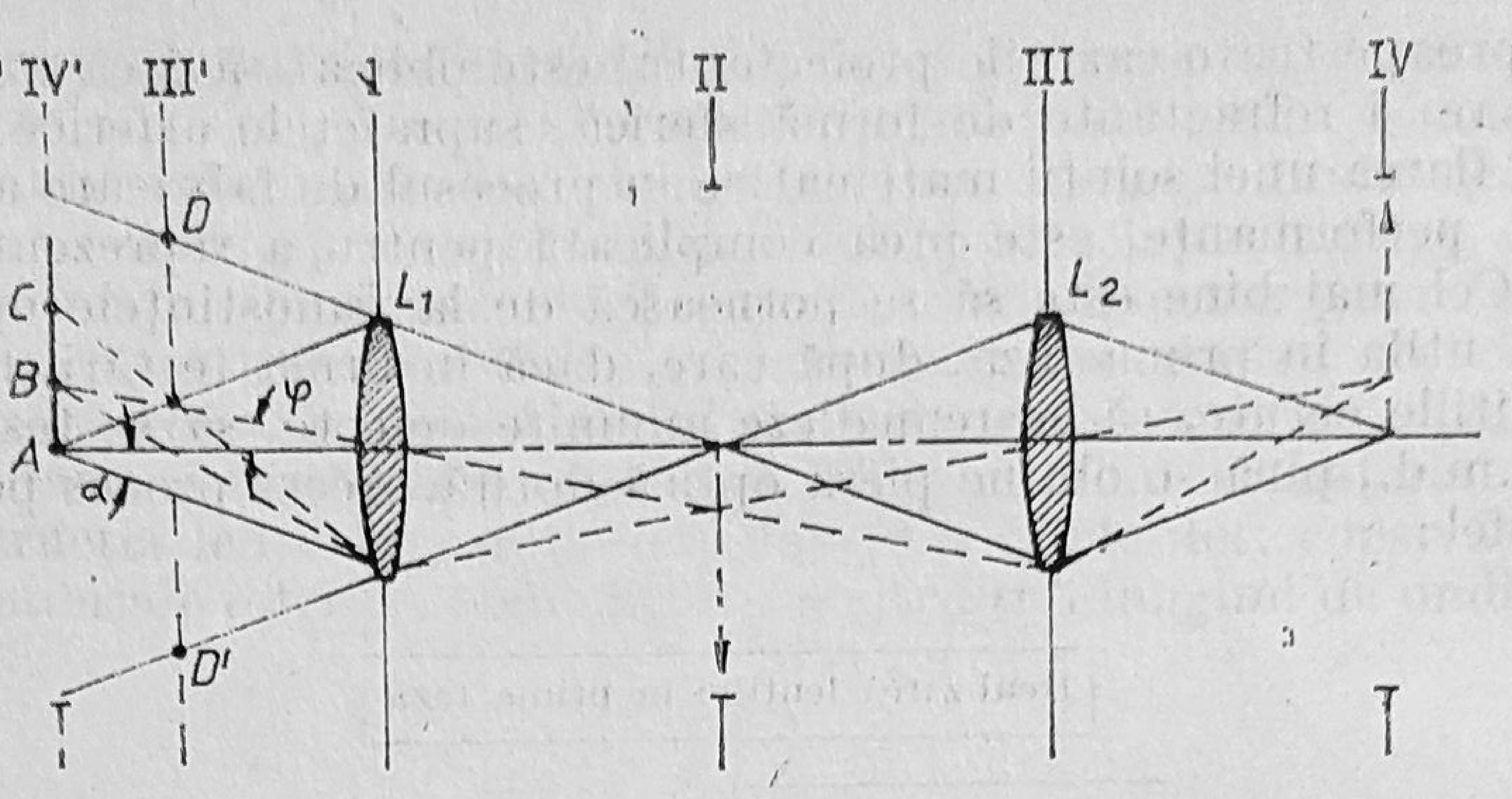


Fig. 5.24. Sistem de formare a imagii în două trepte, fără lentilă de cîmp.

este ilustrată în figura 5.24. Obiectul este localizat în 0, astfel încît lentila L_1, localizată în I, formează imaginea obiectului în II, iar lentila L_2, localizată în III, formează imaginea obiectului în IV. Aperturile reale, localizate în I, II, III și IV sînt figurate prin linii continue, iar imaginile lor din spațiul-obiect, localizate în II', III' și IV', sînt figurate prin linii întrerupte. Analizînd această figură putem face următoarele afirmații :

1) razele care pornesc din punctul obiect, A, trasate cu linie continuă, formează limitele fasciculului divergent cu vîrful în A, care poate trece prin sistem ;

2) razele care pornesc din punctul obiect, B, trasate cu linie întreruptă, formează limitele fasciculului divergent cu vîrful în B, care poate trece prin sistem ;

3) nici o rază care pornește din punctul obiect C nu poate trece prin sistem.

Cînd sistemul este destinat scopurilor vizuale, una dintre aperturile sistemului este pupila ochiului.

Imaginea aperturii din spațiul-obiect, care subîntinde unghiul cel mai mic cu vîrful în punctul-obiect, de pe axa optică, se numește *pupilă de intrare*, iar apertura corespunzătoare se numește *iris*. Apertura numerică din spațiul obiect este deci

$$A = n \sin \alpha. \tag{5.32}$$

Imaginea irisului din spațiul-imagine finală se numește *pupilă de ieșire*, iar unghiul pe care aceasta îl subîntinde determină apertura numerică

$$A' = n' \sin \alpha', \tag{5.33}$$

unde n și n' sînt indicii de refracție ai mediului din spațiul-obiect și, respectiv, din spațiul-imagine.

În cazul mai general, în care avem de-a face cu puncte-obiect din afara axei optice sau cu aperturi care nu sînt nici similare și nici coaxiale, fasciculul de raze transmis prin sistem este determinat de intersecția conurilor subîntinse, în punctul-obiect, de toate aperturile-imagine. Această intersecție poate fi numită *pupilă unghiulară de intrare*. Figura 5.24 arată cum interacționează diversele aperturi pentru a limita fasciculul de raze transmis, în cazul punctelor-obiect din afara axei optice. Aperturile III' și I concură la limitarea dimensiunilor fasciculului transmis, în timp ce punctul-obiect se deplasează mai departe de axa optică. Pentru punctul O, secțiunea din planul meridian prin fasciculul

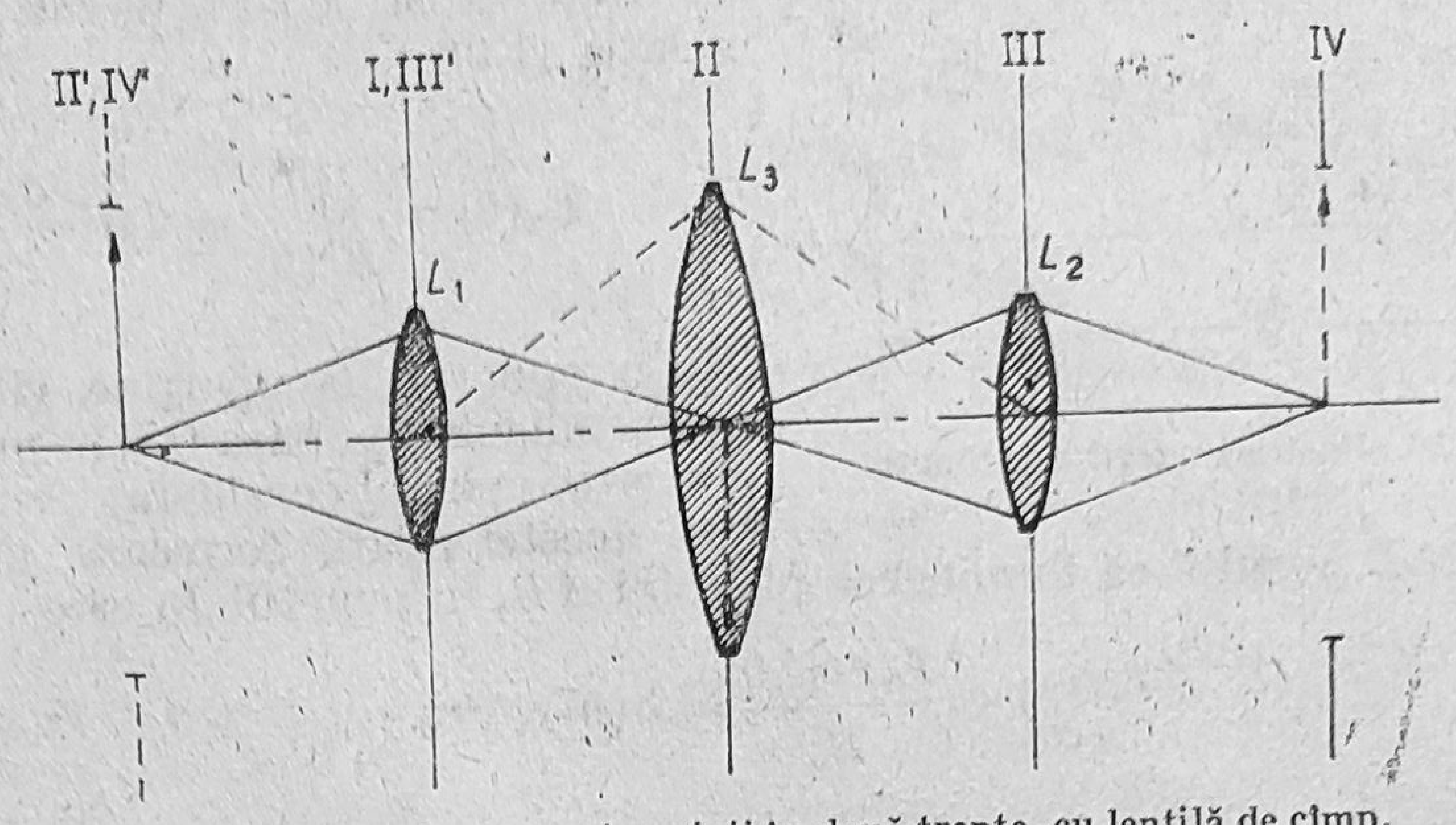


Fig. 5.25. Sistem de formare a imaginii în două trepte, cu lentilă de cîmp.

de raze este numai jumătate din cea corespunzătoare punctului axial A, iar în punctul C se reduce la o singură rază. Acest lucru implică, în planul-imagine, o atenuare gradată a imaginii, cunoscută sub denumirea de *vinietare*.

Cînd cîmpul este limitat de apertura din planul-obiect sau din oricare dintre planurile-imagine, apertura respectivă acționează ca și irisul, imaginea fiind bine conturată, iar apertura de limitare a cîmpului se numește *diafragma cîmpului de viziune*. În acest caz nu apare vinietarea.

Cea mai bună cale de eliminare a vinietării este de a mări diametrul lentilei L_2 pînă ce imaginea sa, III′, nu mai interferă cu nici o rază-obiect care intră în pupila de intrare I. În cazul reprezentării din fig. 5.24 diametrul imaginii III′ trebuie să fie DD', astfel încît diametrul lentilei L trebuie să aibă o valoare de trei ori mai mare ca DD'.

O a doua cale, reprezentată în figura 5.25, este de a introduce în planul-imagine II (sau în apropierea sa), o altă lentilă, L_3, care să formeze imaginea lentilei L_2 în planul lentilei L_1. Dacă lentila L_3 este subțire, ea nu va avea nici un efect asupra imaginii (în cadrul imaginilor gaussiene), însă va preveni lentila L_2 de a acționa ca diafragmă a cîmpului de viziune. Lentila L_3 se numește ***lentilă de cîmp*** și ea acționează ca diafragmă a cîmpului de viziune. Introducerea sa are ca efect înlăturarea atenuării gradate a imaginii și creșterea cîmpului (cu un factor de 4 în raport cu cazul din figura 5.24).

5.5.2. Fotometria imaginii

Noțiunile de pupilă și de apertură ne permit să evaluăm iluminarea din orice punct al sistemului optic. Această evaluare o vom face considerînd numai efectul diafragmelor și neglijînd pierderile de lumină datorate reflexiilor sau absorbțiilor, aceasta din dorința de a simplifica analiza fotometrică a imaginii.

A. Iluminarea datorată unei surse mici. Fie o sursă plană, O, mică și difuză, și fie AB o suprafață plană aflată la distanța R_0 de sursă și paralelă cu ea, așa cum se arată în figura 5.26. Dacă I_0 este intensitatea normală a sursei, iluminarea E_0 în punctul A este (v. relația (1.36))

$$E_0 = \frac{I_0}{R_0^2},$$

13 — c. 907

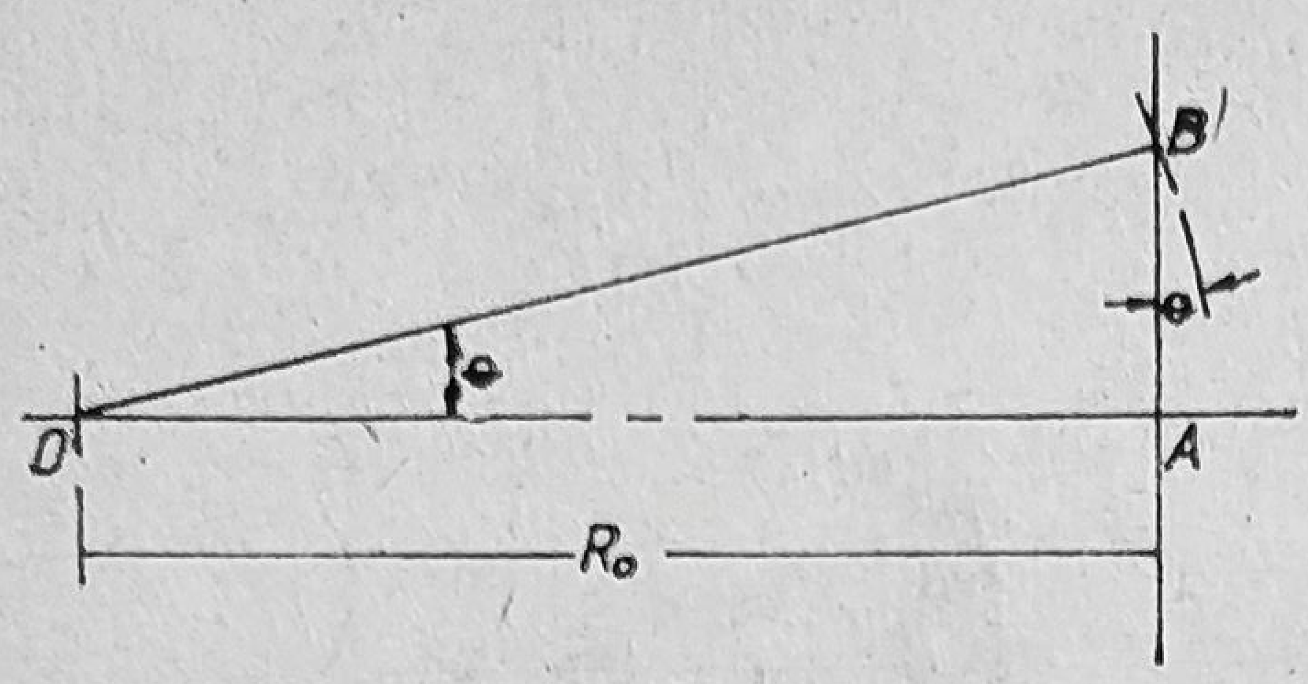


Fig. 5.26. Ilustrarea legii combinate.

iar iluminarea într-un punct B este (v. relaţia (1.36))

$$E_n(\theta) = \frac{I(\theta)}{R^2(\theta)} = I_0 \cdot \frac{\cos^3 \theta}{R_0^2},$$

unde punctul B aparţine şi planului perpendicular pe raza OB în punctul B. Deoarece planul considerat pentru scrierea acestei relaţii formează unghiul θ cu planul AB, rezultă că iluminarea planului AB, în punctul B, este

$$E(\theta) = \frac{I_0 \cos^4 \theta}{R_0^2} = E(\theta) \cos^4 \theta. \tag{5.34}$$

Deşi relaţia (5.34) a fost obţinută în spaţiul-obiect, ea este întru totul adevărată şi în spaţiul-imagine.

B. Iluminarea imaginii unei surse de lumină. Intensitatea imaginii unei surse de lumină rezultă imediat din observaţia că, în conformitate cu cele discutate în paragraful precedent, fluxul luminos F prin pupila de intrare a sistemului optic va fi egal cu fluxul luminos al imaginii, deci, ţinînd seama de legătura care există între intensitatea luminoasă, I, şi fluxul luminos F (v. tabelul 1.4), obţinem

$$I_0 \Omega_p = I_0' \Omega_p$$

sau

$$I_0' = I_0 \frac{\Omega_p}{\Omega_p'}, \tag{5.35}$$

unde Ω_p şi Ω_p' sînt valorile pupilelor unghiulare din spaţiul-obiect şi, respectiv, din spaţiul-imagine, exprimate în steradiani.

În cazul în care $n = n'$, iar sistemele optice sînt aplanatice, suprafaţa imaginii sursei de lumină variază invers proporţional cu valoarea pupilei unghiulare, deci pentru astfel de sisteme luminanţa imaginii rămîne constantă oriunde în sistem, indiferent de dimensiunea imaginii, în timp ce intensitatea variază cu dimensiunea imaginii.

Fluxul total care trece prin sistem poate fi scris sub forma

$$F = \int_S I \, d\Omega_p = \iint_S \frac{I(x', y')}{R^2(x', y')} \, dx' dy', \tag{5.36}$$

unde x' şi y' sînt coordonatele pupilei, $R(x', y')$ este distanţa de la sursa de lumină la punctul (x', y'), $I(x', y')$ este intensitatea luminoasă a sursei în direcţia punctului (x', y'), iar S este secţiunea transversală a pupilei de intrare.

Pentru a calcula integrala (5.36), în cazul practic al unei pupile circulare de intrare, vom considera două variante şi anume:

a) sursa este aşezată normal pe axa optică şi satisface legea lui Lambert (vezi paragravul 1.4.2);

b) intensitatea luminoasă a sursei este constantă (de exemplu, o sursă sferică uniformă).

În ambele variante vom considera elementul de suprafață circulară de pe o sferă concentrică cu sursa de lumină, deci elementul de unghi solid este dat de relația

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta \, d\theta.$$

Varianta a. În cazul în care $I(\theta) = I_0 \cos\theta$, fluxul total este

$$F = 2\pi I_0 \int_0^{\alpha} \sin\theta \cos\theta \, d\theta = \pi I_0 \sin^2\alpha = \frac{\pi I_0 A^2}{n^2}, \tag{5.37}$$

unde 2α este unghiul subîntins de pupila de intrare față de sursa de lumină, $A = n \sin\alpha$ este diafragma numerică, iar n este indicele de refracție al mediului.

Pentru a afla iluminarea E a imaginii sursei de lumină, trebuie să împărțim fluxul total, F, dat de expresia (5.37), la suprafața imaginii, $m^2 S$, unde m este mărirea sistemului optic, prin urmare

$$E = \frac{F}{m^2 S} = \pi \frac{I_0}{S} \sin^2\alpha' (n'/n) = \pi B_0 \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \sin^2\alpha' = \frac{\pi B_0 A'^2}{n^2}, \tag{5.38}$$

unde, pentru mărirea m, am considerat

$$m = \frac{A}{A'} = \frac{\sin\alpha}{\sin\alpha'},$$

B_0 fiind luminanța obiectului în direcția normală.

Varianta b. Cînd intensitatea luminoasă a sursei este constantă, fluxul total este

$$F = 2\pi I_0 \int_0^{\alpha} \sin\theta \, d\theta = 2\pi I_0 (1 - \cos\alpha), \tag{5.39}$$

deci, analog variantei (a), rezultă pentru iluminare

$$E = \frac{2\pi B \sin^2\alpha' (1 - \cos\alpha)}{\sin^2\alpha} = \frac{\pi B \sin^2\alpha'}{\frac{1}{2}(1 - \cos\alpha)}. \tag{5.40}$$

În ambele variante am neglijat efectele de difracție.

C. Iluminarea într-un punct oarecare. Cînd dimensiunile imaginii sursei de lumină sînt mici comparativ cu distanțele implicate, putem combina rezultatele obținute în subparagrafele A și B pentru a afla iluminarea în orice punct al spațiului-imagine. Nu trebuie decît să aflăm iluminarea (5.40) și să folosim expresia (5.34). Rezultatul este aplicabil însă numai pentru punctele din interiorul conului cu baza pupila de ieșire și vîrful în punctul în care se află sursa de lumină. Conform presupunerilor făcute, în afara conului nu există lumină.

Cînd dimensiunile sursei sînt mari și nu pot fi neglijate comparativ cu distanța dintre planul sursei și planul iluminat, iluminarea dintr-un punct oarecare, P', din planul-imagine poate fi determinată considerînd imaginea sa, P, în spațiul-obiect și aflînd iluminarea pe care el o primește de la sursă — considerînd totuși numai iluminarea de la acele regiuni ale sursei a căror radiație

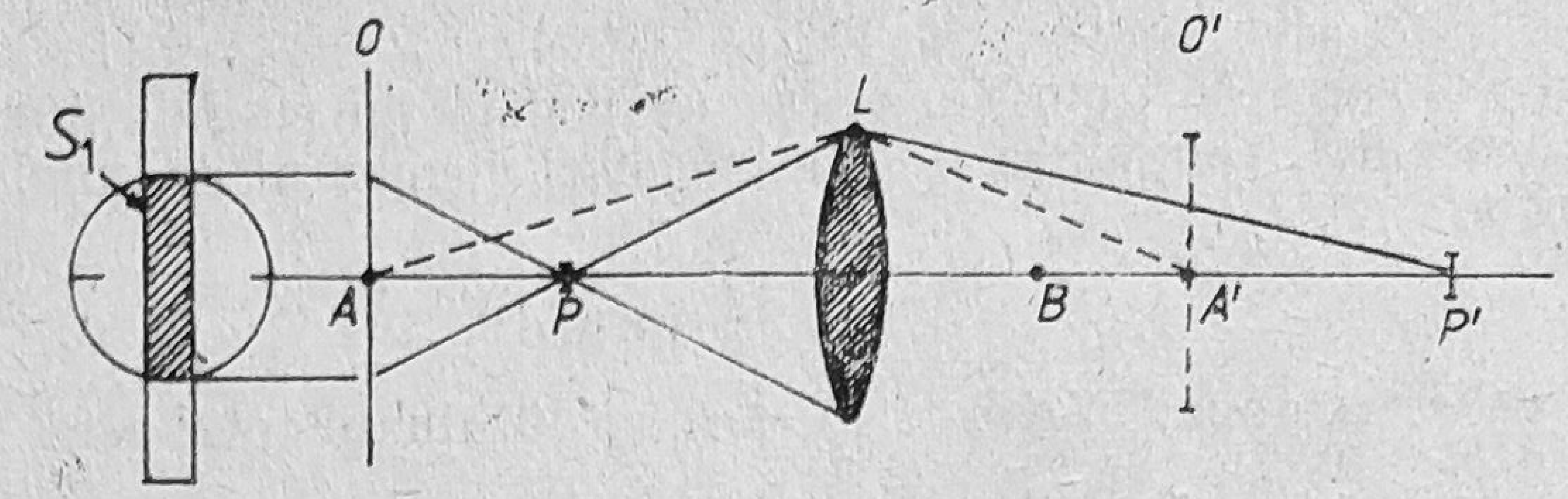


Fig. 5.27. Fluxul luminos printr-un sistem optic în cazul unei surse de lumină cu suprafaţa mare.

trece prin pupila de intrare. Regiunile pot fi determinate prin proiectarea pupilei de intrare în planul sursei, liniile de proiecţie trecînd prin punctul-imagine, P; numai radiaţia de la intersecţia secţiunii transversale a sursei şi pupila proiectată contribuie la iluminarea imaginii finale.

Această situaţie este ilustrată în figura 5.27. Intersecţia dintre secţiunea transversală a sursei, reprezentată printr-un dreptunghi, şi pupila de intrare proiectată, reprezentată printr-un cerc, este aria haşurată şi notată cu S_1, ea reprezentînd suprafaţa efectivă a sursei de lumină.

De îndată ce s-a stabilit iluminarea din punctul P, ea se împarte prin m^2, pentru a afla iluminarea din punctul P', unde m este mărirea dată de sistem în raport cu segmentul liniar din P şi cu imaginea sa din P'.

Iluminarea din punctul P este dată de expresia

$$E = \int_{S_1} \frac{B \cdot \mathrm{d}S}{R^2} = \iint_{S_1} \frac{L(x', y')}{R^2(x', y')} \mathrm{d}x'\mathrm{d}y', \tag{5.41}$$

unde x' şi y' sînt coordonatele din planul sursei, $R(x', y')$ este distanţa dintre punctul P şi punctul (x', y'), iar $B(x', y')$ este luminanţa sursei în direcţia punctului (x', y').

În cazul unei surse care satisface legea lui Lambert şi care are secţiunea transversală S_1, iluminarea din punctul P' este

$$E = \pi B_0 \sin^2 \alpha' \left(\frac{n'}{n}\right)^2, \tag{5.42}$$

unde $2\alpha'$ este unghiul cel mai mic dintre cele două unghiuri subîntinse în raport cu P' de pupila de ieşire şi, respectiv, de imaginea sursei. Rezultatul obţinut este identic cu (5.38). Într-adevăr, rezultatul (5.38) implică un caz mult mai general decît cel tratat aici.

5.5.3. Sisteme de lentile mai importante

În activitatea practică ne întîlnim curent cu cîteva sisteme de lentile folosite pentru diferite scopuri, sisteme pe care le vom prezenta mai departe, pe scurt.

A. Aparatul fotografic. Unul dintre cele mai simple moduri de folosire a unei lentile este acela de a forma, pe o peliculă fotografică, imaginea reală a unui obiect. Întregul sistem se numeşte *aparat fotografic* sau *cameră obscură*.

Formele de fotografiere se împart în fotografiere statică și fotografiere dinamică (filmare). Printre aplicațiile majore ale fotografierii, care au căpătat un grad important de specializare, amintim *microfotografia*, *macrofotografia* și *fotomicrografia*. Microfotografia se referă la înregistrarea documentelor pe filme de format mic, în timp ce fotomicrografia se referă la fotografierea prin microscop. Fotomacrografia se referă la fotografierea obiectelor în mărime naturală sau apropiat de mărimea naturală.

În cazul fotografierii statice distanța focală standard a lentilei-obiectiv este aproximativ egală cu diagonala cîmpului imagine (arctg 0,5 = 26,6°). Cînd distanța focală este mult mai mică, se spune că lentila-obiectiv are un „*unghi larg*", iar cînd distanța focală este mult mai mare, se spune că lentila-obiectiv este de tipul „*telefoto*". Eforturile de îmbunătățire a obiectivelor fotografice sînt legate, în special, de creșterea aperturii relative, concomitent cu menținerea unor corecții satisfăcătoare peste întregul cîmp standard. În legătură cu această problemă, raportul dintre distanța focală, f, a lentilei-obiectiv și diametrul D al secțiunii transversale a fasciculului de lumină transmis prin lentilă, este o caracteristică a lentilei întîlnită fie sub denumirea de *numărul F* (*F/număr*) fie sub denumirea de *viteza lentilei*.

Una dintre problemele importante legate de folosirea corectă a aparatelor de fotografiat se referă la ceea ce se numește *profunzimea cîmpului*. Dacă aparatul de fotografiat este corect focalizat, pentru o distanță dată față de obiectul de fotografiat, există o regiune în vecinătatea obiectului respectiv care încă poate să fie fotografiată corect. Acest domeniu din spațiul-obiect care determină o imagine satisfăcătoare pe film se numește profunzimea cîmpului, δ_p, și se referă la spațiul-obiect. Expresia profunzimii cîmpului, δ_p, este

$$\delta_p = \frac{2p^2\lambda}{D^2} = \frac{2\lambda F^2 p^2}{f^2}. \tag{5.43}$$

Unei anumite profunzimi a cîmpului, δ_p, îi corespunde o anumită profunzime de focalizare, δ_f, definită în planul-imagine.

B. **Lupa.** O altă aplicație importantă a lentilelor pozitive este folosirea lor ca lupe, sau lupe de citit. Folosirea lentilelor pozitive ca lupe are la bază faptul că mărimea aparentă a unui obiect observat cu ochiul liber este determinată de unghiul subîntins de obiect față de ochi (mai precis, față de punctul nodal al ochiului). Apropiind obiectul de ochi, mărimea sa aparentă crește. Distanța minimă de vedere optimă, l_0, o ochiului emetrop este de aproximativ 25 cm, ceea ce înseamnă că obiectele nu pot fi apropiate la o distanță mai mică de 25 cm de ochi fără să nu apară dificultăți de vedere. Dacă însă între obiect și ochi se interpune o lentilă pozitivă, care are distanța focală f mai mică decît distanța minimă de vedere optimă, l_0, prin alegerea corectă a distanței focale obiectele pot fi apropiate de ochi, ceea ce determină creșterea mărimii aparente a obiectelor. O astfel de lentilă pozitivă poartă denumirea de lupă.

Pentru a putea măsura cîștigul de mărime aparentă datorat lupei vom adopta convenția că mărimea aparentă a obiectului observat cu ochiul liber, relaxat, este determinată de unghiul subîntins de obiect, față de ochi, cînd acesta se găsește la distanța minimă de vedere optimă. Raportul dintre mărimea aparentă a imaginii obiectului privit prin lupă și mărimea aparentă a obiectului privit direct și situat la distanța de vedere optimă, se numește grosismentul G al lupei.

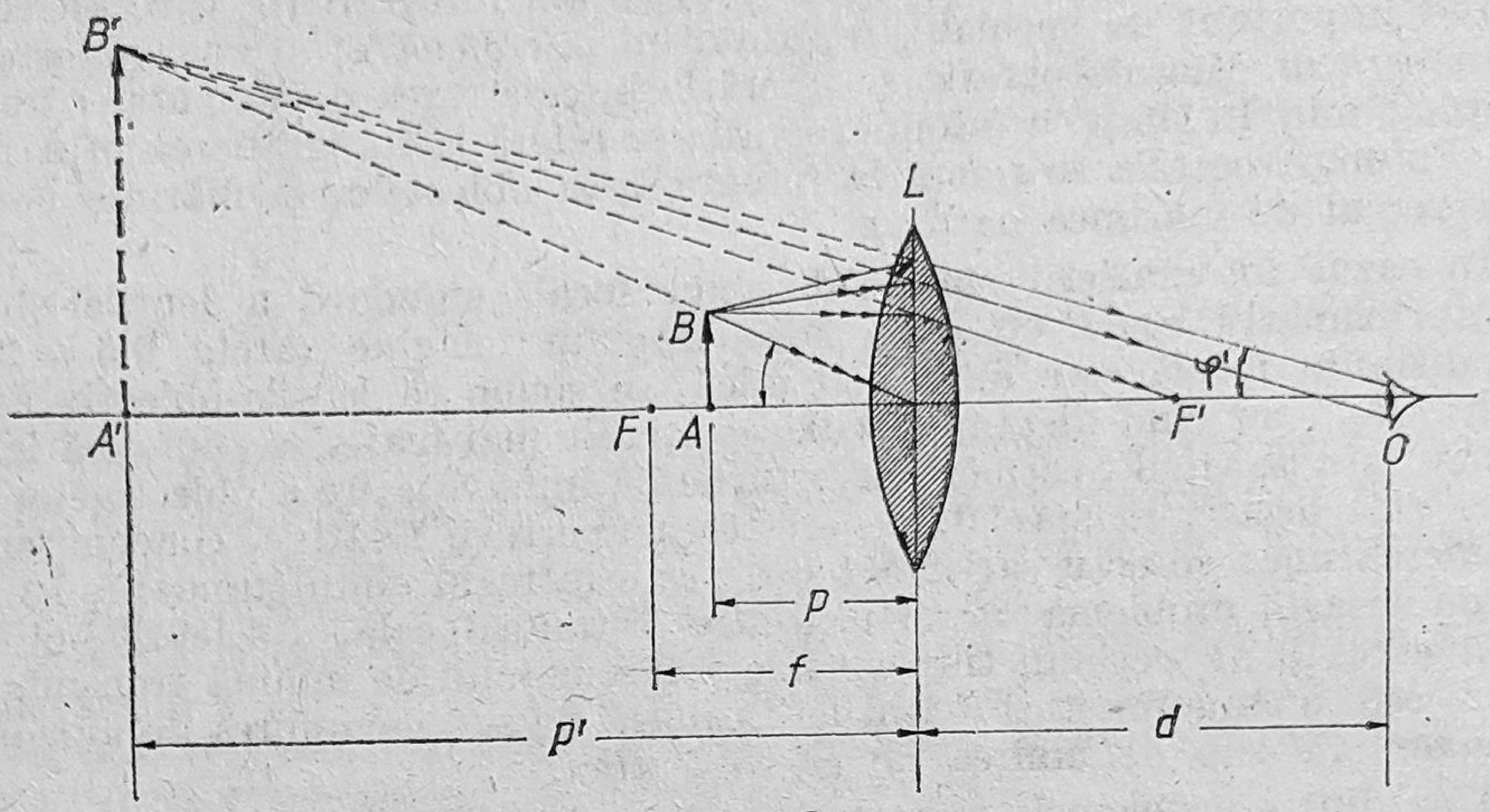


Fig. 5.28. Principiul optic de funcţionare a lupei.

Situaţia cea mai generală a observării obiectelor cu ajutorul lupei este reprezentată schematic în fig. 5.28. Obiectul AB se află între focar şi lupă, la distanţa p de lupă, iar imaginea virtuală $A'B'$ se formează în planul obiect, dincolo de focar, la distanţa p' de lupă. Ochiul O al observatorului se află la distanţa d de lupă, lupa fiind dispusă între obiect şi ochiul observatorului. Deoarece lupa este un instrument optic de sine stătător, s-a convenit ca toate mărimile fizice care caracterizează lupa (distanţe, unghiuri, mărirea, grosismentul etc) să se considere mărimi pozitive, deci formulele gaussiene (5.1) şi (5.3) trebuie scrise sub forma

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} - \frac{1}{p'} \quad \text{şi} \quad m = \frac{y'}{y} = \frac{p'}{p} \quad \text{(valori pozitive)}.$$

Eliminînd din aceste două relaţii fie distanţa p, fie distanţa p', obţinem

$$p = f\left(1 - \frac{1}{m}\right), \quad p' = f(m-1), \quad m = \frac{f}{f-p} = \frac{p'+f}{f}. \tag{5.44}$$

Folosind definiţia grosismentului G al lupei şi reprezentarea schematică din figura 5.28, rezultă

$$G = \frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{\dfrac{y'}{p'+d}}{\dfrac{y}{l_0}} = m\,\frac{l_0}{p'+d}. \tag{5.45a}$$

Este mult mai convenabil ca grosismentul lupei să fie exprimat în funcţie de distanţe, sub forma

$$G = \frac{l_0 f}{fp + d(f-p)}, \tag{5.45b}$$

sau

$$G = \frac{l_0(p' + f)}{f(p' + d)}. \tag{5.45c}$$

Relațiile (5.45b) și (5.45c) ne permit să discutăm grosismentul lupei în cîteva cazuri speciale.

a. Dacă $p = f$, imaginea virtuală $A'B'$ se formează, teoretic, la infinit în spațiul obiect. În acest caz relația (5.45b) capătă forma

$$G = \frac{l_0}{f} = Cl_0 = \frac{C(\mathrm{m}^{-1})}{4}, \tag{5.45d}$$

unde cu $C(\mathrm{m}^{-1})$ am notat convergența lupei, egală cu inversul distanței focale f exprimată în metri. Grosismentul lupei dat de relația (5.45d) este grosismentul comercial, înscris pe lupă.

b. Dacă $d = 0$ și $p' = l_0$ (ceea ce înseamnă că ochiul observatorului este în imediata apropiere a lupei, iar imaginea dată de lupă se formează la distanța minimă de vedere optimă), relația (5.45c) capătă forma

$$G = \frac{l_0}{f} + 1 = Cl_0 + 1 = \frac{C(\mathrm{m}^{-1})}{4} + 1 \tag{5.45e}$$

Față de cazul precedent, se observă că grosismentul lupei a crescut cu o unitate, un cîștig semnificativ numai în cazul lupelor care au convergența C mică. De remarcat că în acest caz $G = m$ (v. relația (5.44)).

În cărțile mai vechi se folosea denumirea de putere, P, în locul convergenței C. Întrucît între puterea P a lupei și convergența C nu există nici o diferență, s-a renunțat treptat la folosirea puterii.

c. Dacă $p = 0$ vom obține $m = 1$ (v. relația (5.44)), iar relația (5.45b) capătă forma

$$G = \frac{l_0}{d}. \tag{5.45f}$$

Pentru $d > l_0$ (de exemplu, cazul în care lupa se ține la distanța brațului față de ochi), rezultă $G < 1$. Îndepărtînd obiectul de lupă, grosismentul G crește progresiv, iar cînd se ajunge la distanța $p > f$, lupa formează numai imagini reale.

d. Eliminînd mărimea imaginii, y', din relațiile (5.45a) și (4.45c), expresia grosismentului devine

$$G = m\frac{l_0}{f(m-1) + d}. \tag{5.45g}$$

Dacă lupa este montată în fața unui instrument aflat la mare distanță, de tipul celor prevăzute cu scală gradată, atunci $d \gg f(m-1)$ și deci

$$G = m\frac{l_0}{d}. \tag{5.45h}$$

Pentru o distanță d, dată, grosismentul este direct proporțional cu mărirea m. Distanța dintre obiect și lupă are în acest caz un rol important în alegerea corectă a unei lupe care să permite observarea imaginii.

Relațiile (5.45a)—(5.45h) ale grosismentului lupei arată că deși aparent lupa este un instrument optic simplu, folosirea sa corectă depinde de cunoștințele optice ale observatorului. De multe ori performanțele lupei se discută doar

BIBLIOTECA DE FIZICĂ

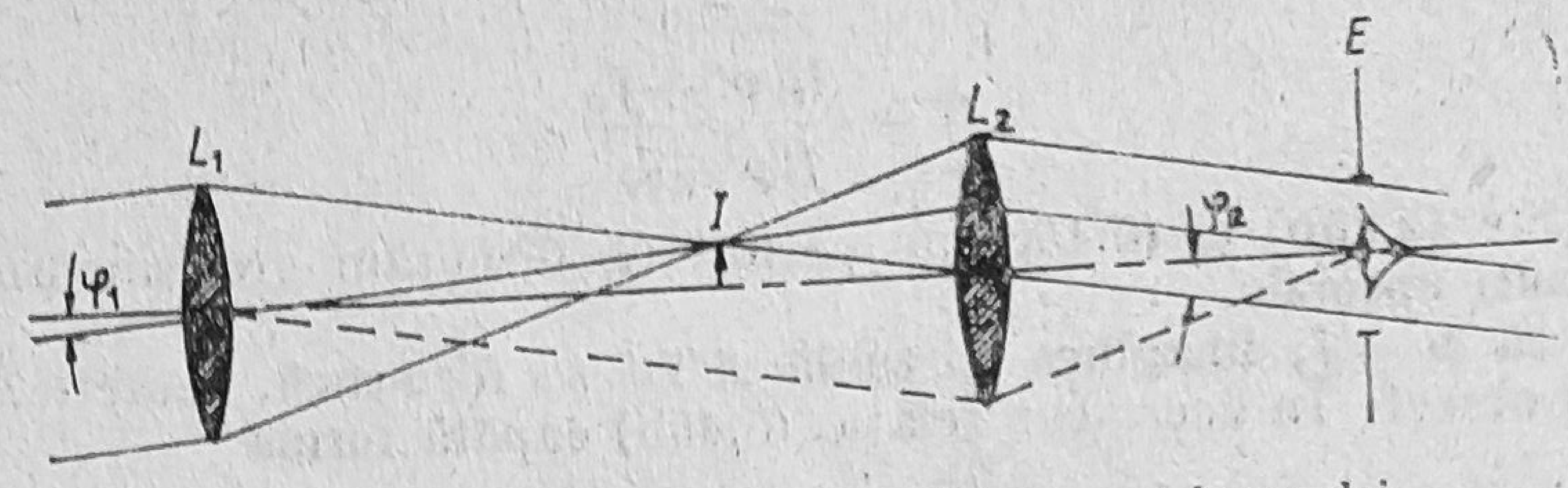


Fig. 5.29. Principiul optic de funcționare a telescopului.

în funcție de grosismentul comercial dat de relația (5.45d), denaturîndu-se complet situațiile practice în care se folosește lupa.

C. **Telescopul.** Funcția principală a telescopului este aceea de a furniza o imagine vizuală mărită a unui obiect îndepărtat. O altă funcție, secundară, poate fi suprapunerea peste cîmpul imagine a unor fire reticulare, pentru scopuri de aliniere sau de măsură.

Reprezentarea schematică a mersului razelor de lumină în cazul unui telescop este arătată în figura 5.29. Lentila obiectiv, L_1, formează imaginea obiectului îndepărtat în I, iar lentila ocular, L_2 formează o a doua imagine la infinit. Dimensiunile imaginii din I sînt aproximativ $f_1\varphi_1$, iar unghiul subîntins de imaginea finală este

$$\varphi_2 = \varphi_1 \frac{f_1}{f_2},$$

deci mărirea telescopului este

$$m = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{f_1}{f_2}. \tag{5.46}$$

De obicei obiectivul acționează ca pupilă de intrare, iar imaginea sa, formată de ocular, acționează ca pupilă de ieșire.

Pentru scopuri de măsurare, în planul imagine I se plasează o formă convenabilă de fire reticulare, astfel încît peste imaginea obiectului se suprapune imaginea firelor reticulare.

D. **Microscopul.** Reprezentarea schematică a bazelor unui microscop este arătată în figura 5.30. Lentila obiectiv, L_1, formează în I_1 imaginea reală și

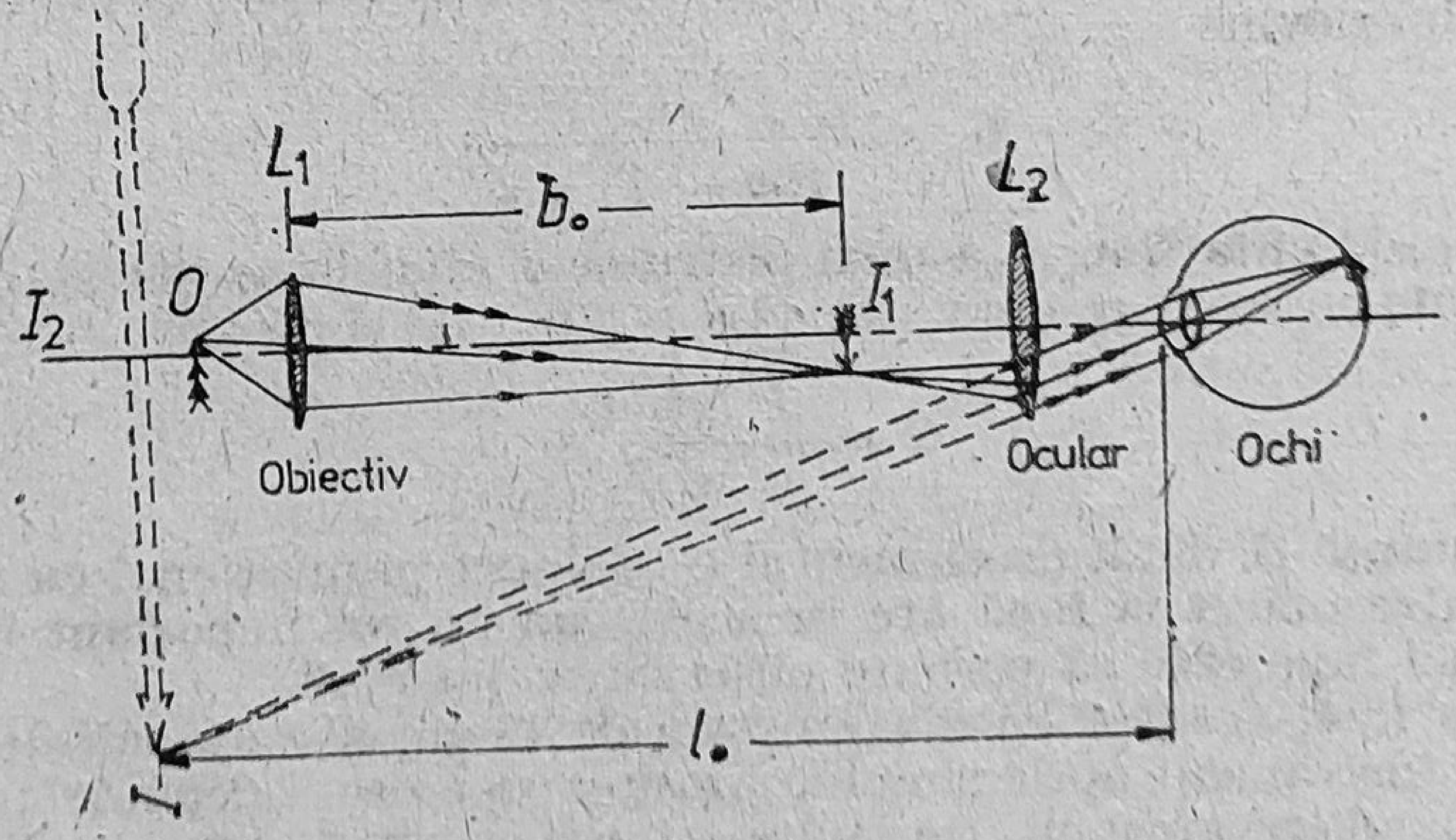


Fig. 5.30. Principiul optic de funcționare a microscopului.

mărită a unui obiect apropiat, așezat în O. Lentila ocular, L_2, acționează ca o lupă, astfel încît privind prin ocular observăm imaginea finală virtuală, dată de acesta. În figura 5.30 imaginea virtuală din I_2 este prezentată la o distanță finită, însă, pentru eliminarea striurilor, ocularul L_2 este plasat astfel încît imaginea reală, I_1, se formează chiar în focarul său, iar imaginea virtuală finală se formează la infinit.

Distanța de la obiectiv la imaginea reală I_1 se numește *lungimea tubului optic* și este egală cu aproximativ 180 mm. Mărirea datorată obiectivului este

$$m_1 = \frac{b_0}{f_1} - 1 \approx \frac{b_0}{f_1}, \tag{5.47}$$

iar mărirea datorată ocularului, egală cu grosismentul comercial, este

$$m_2 = \frac{l_0}{f_2}, \tag{5.48}$$

astfel încît mărirea totală datorată microscopului, egală cu grosismentul G, al microscopului, este

$$G = m = m_1 m_2 = \frac{(b_0 - f_1) l_0}{f_1 f_2} \approx \frac{b_0 l_0}{f_1 f_2} = \frac{45\,000}{f_1 f_2}, \tag{5.49}$$

unde f_1 și f_2 sînt distanțele focale a obiectivului și, respectiv, a ocularului, exprimate în milimetri.

Cîmpul de acoperire al microscopului este de obicei limitat de cel al ocularului, iar diametrul tubului microscopului determină limita superioară a diametrului imaginii reale.

Pentru a obține măriri de ordinul a 10^3, spațiul dintre obiect și obiectiv se umple cu un lichid cu indice de refracție mare. Măririle mari implică iluminări corespunzătoare.

E. **Lentilele telefoto (teleobiectiv).** În unele aplicații este necesară folosirea lentilelor cu distanță focală mare, însă o distanță mare între lentilă și planul imagine poate să nu fie acceptabilă. Este deci necesar să se folosească un sistem de lentile cu distanța focală efectivă mult mai mare decît distanța focală posterioară. Un asemenea sistem se poate obține dintr-o lentilă pozitivă, urmată, la o anumită distanță, de o lentilă negativă. Folosind ecuațiile de combinare a lentilelor și notînd valorile absolute ale distanțelor focale cu f_1 și f_2 pentru lentila pozitivă și, respectiv, pentru lentila negativă, obținem

$$f = \frac{f_1 f_2}{d - f_1 + f_2}, \tag{5.50}$$

iar pentru distanța de la lentila frontală la planul imagine obținem

$$p_1' = f - d_{p2} + d = f\left(1 - \frac{d}{f_1}\right) + d. \tag{5.51}$$

Lungimile implicate sînt deci reduse în raportul p'_1/f. Lentila aparatului de fotografiat poate fi deci convertită în lentilă teleobiectiv, așezînd în fața sa un telescop.

F. **Obiectivul transfocator.** Cînd este necesară variația distanței focale a unui sistem optic, iar componentele optice sînt confecționate dintr-un material

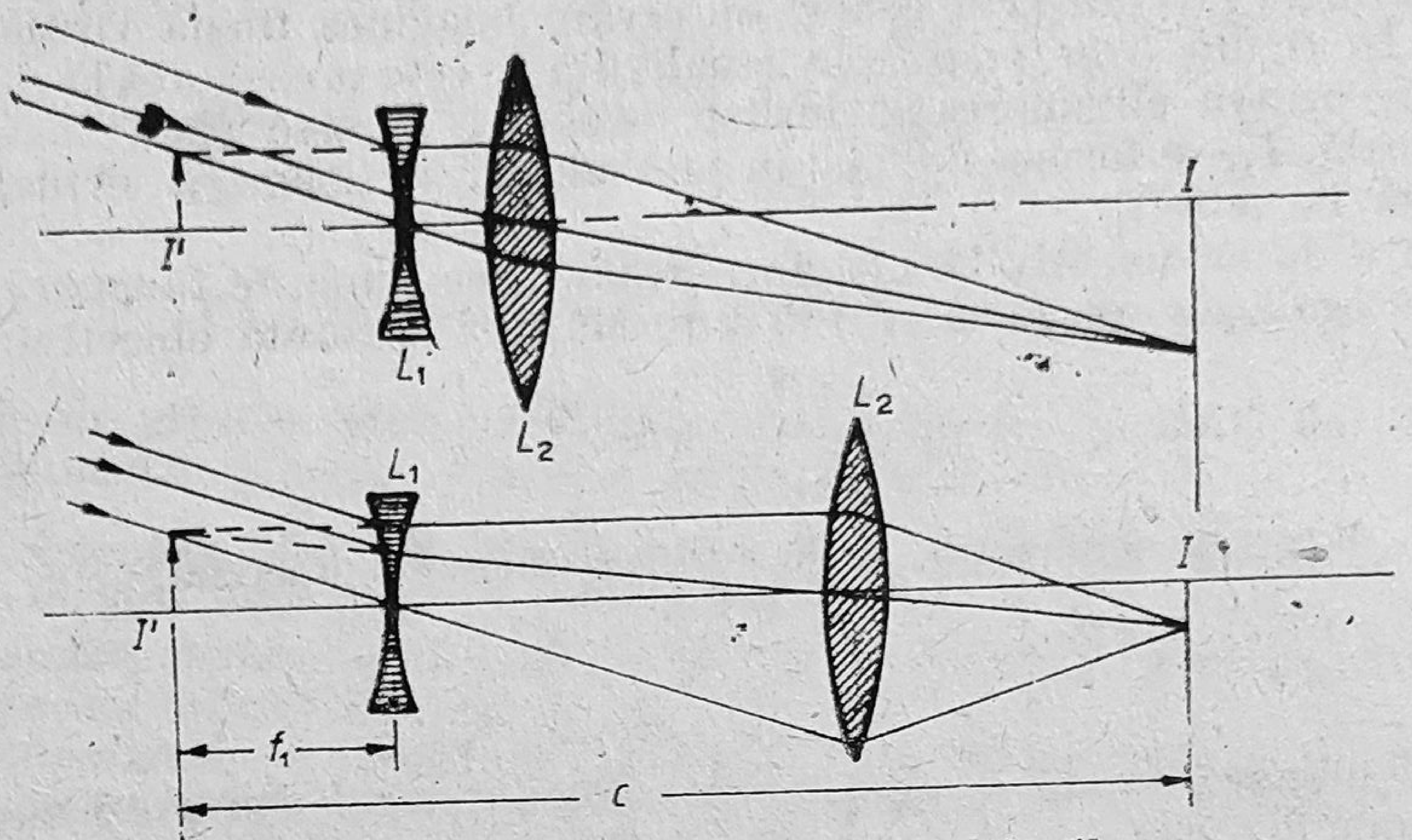


Fig. 5.31. Obiectiv transfocator cu două lentile.

rigid, se folosește obiectivul transfocator, denumit și lentilă cu focar reglabil. Denumirea prescurtată a sistemului este *transfocator* și constă din două sau mai multe lentile simple, care își pot schimba poziția una față de alta, modificînd deci continuu distanța focală a transfocatorului.

Principiul de funcționare al transfocatorului poate fi urmărit cu ajutorul reprezentării din figura 5.31, în care, o lentilă negativă, L_1, fixă, cu distanța focală f_1, este urmată de o lentilă pozitivă, L_2, mobilă, cu distanța focală f_2. Lentila L_1 formează imaginea unui obiect îndepărtat în planul I', la distanța f_1 în fața lentilei, iar lentila L_2 formează imaginea finală în planul fix I. Dacă

$$II' = D > 4f_2,$$

vor exista două poziții ale lentilei L_2 pentru care se poate forma imaginea finală a obiectului, exact în planul I, însă mărimile imaginilor vor fi diferite, astfel încît

$$m_1 = \frac{\left[1 - \frac{2f_2}{D} \pm m_2\right]}{\frac{2f_2}{D}} \quad \text{și} \quad m_2 = \left(1 - \frac{4f_2}{D}\right)^{1/2}. \tag{5.52}$$

Dacă distanța D nu este mult mai mare decît $4f_2$, atunci planul imagine, corespunzător pozițiilor intermediare, va fi apropiat de I. Obiectivele transfocator pot fi realizate dintr-un număr mai mare de lentile fixe și mobile, lentilele mobile fiind cuplate între ele, astfel încît se pot deplasa împreună. Problema principală a unor astfel de obiective transfocator, indiferent de numărul de lentile folosite, rămîne prezența aberațiilor care nu pot fi menținute în limite rezonabile pe întregul domeniu de variație a distanței focale.

5.6. LENTILE DE OCHELARI

Folosite pentru corectarea defectelor de vedere sau pentru protejarea ochilor de lovituri ale obiectelor mobile și de substanțele chimice sau de radiația prea intensă, lentilele de ochelari sînt componente optice utile numai atunci cînd

sînt folosite corect. Dacă, de exemplu, lentila de ochelari folosită pentru corectarea defectului de vedere, numită și *lentilă oftalmologică*, nu respectă parametrii optici în mod corect, ea nu-și mai poate îndeplini funcțiile optice pentru o anumită persoană deși, pentru o altă persoană lentila poate corecta defectul de vedere. Totuși, folosirea lentilelor de ochelari trebuie făcută numai după consultarea medicului oftalmolog și a medicului optometrist.

5.6.1. **Optica ochiului uman**

Mecanismul psihooptic de formare a imaginilor pe retina ochiului are la bază sistemul de suprafețe ale corneei, sistemul de suprafețe ale cristalinului (lentila naturală a ochiului) și prezența mediilor continue care definesc corneea, cristalinul, umoarea apoasă și umoarea sticloasă. Deși cea mai mare parte din puterea ochiului, care este de cca 42 dioptrii, este dată de cornee, puterea optică a cristalinului este esențială pentru formarea imaginilor pe retină. În cazul ochiului *emetrop* (normal) relaxat, imaginea obiectelor îndepărtate se formează pe retină, iar puterea optică a cristalinului este de cca 22 dioptrii.

Puterea optică a ochiului se modifică prin varierea puterii optice a cristalinului. În starea de relaxare a ochiului fibrele nervoase zonale sînt întinse, iar cristalinul este relativ plat. Contracția mușchilor ciliari duce la relaxarea fibrelor nervoase zonale și mai departe la îngroșarea cristalinului, în zona centrală, ceea ce are ca efect creșterea puterii optice a ochiului cu pînă la 10 dioptrii (la vîrsta de 20 ani). Ca rezultat al acestui *proces de acomodare* a ochiului emetrop, imaginile obiectelor se formează pe retină pentru toate corpurile care se află într-o regiune a spațiului care se întinde de la aproximativ 10 cm față de ochi și pînă la infinit.

Distanța minimă față de ochi, pînă la care mai este posibilă acomodarea, se numește *punctul proximum* al ochiului. Pentru ochiul emetrop această distanță variază între cca 8 cm (cazul persoanelor cu vîrsta de aproximativ 15 ani) și 2 m (cazul persoanelor cu vîrsta de aproximativ 60 ani).

Distanța maximă față de ochi, pînă la care mai este posibilă acomodarea, definește *punctul remotum*.

În cazul persoanelor care au vîrsta de peste 70 ani cristalinul poate deveni rigid, acomodarea nemaifiind posibilă. Ca regulă generală, acomodarea scade la o rată de 0,25 dioptrii/an, de la 14 dioptrii la vîrsta de 8 ani la 6 dioptrii la vîrsta de 40 ani, după care rata de scădere devine egală cu 0,50 dioptrii/an, puterea cristalinului ajungînd la valoarea de 1 dioptrie la vîrsta de 50 ani. Pierderea puterii de acomodare a ochiului datorită îmbătrînirii poartă denumirea de *presbiopie*.

Anomaliile de focalizare a ochiului poartă denumirea de *ametropie*. Formele de ametropie cele mai des întîlnite sînt *hipermetropia* și *miopia*. În cazul hipermetropiei imaginea obiectelor îndepărtate se formează dincolo de retină, cînd ochiul este relaxat. Pentru ca imaginea obiectelor îndepărtate să se formeze pe retină, ochiul trebuie acomodat la distanță mare. Ca rezultat ochiul nu se mai poate acomoda pentru focalizarea obiectelor apropiate. În cazul miopiei imaginea obiectelor îndepărtate se formează în fața retinei, cînd ochiul este relaxat, astfel încît numai obiectele apropiate vor forma imagini distincte pe retină.

Există și alte defecte de vedere, ca de exemplu *astigmatismul* ochiului, *curbura cîmpului* etc., însă cu aceste probleme ne vom ocupa mai pe larg în capitolul consacrat special ochiului.

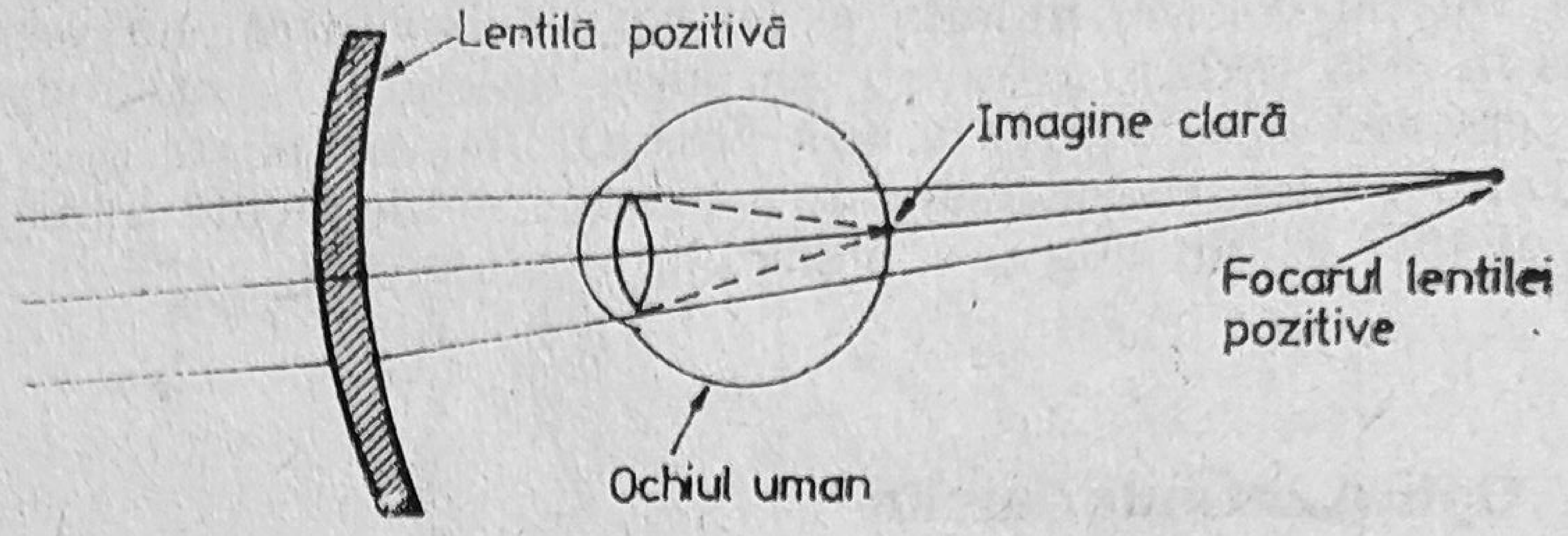


Fig. 5.32. Corectarea hipermetropiei cu lentila oftalmologică tip menisc pozitiv.

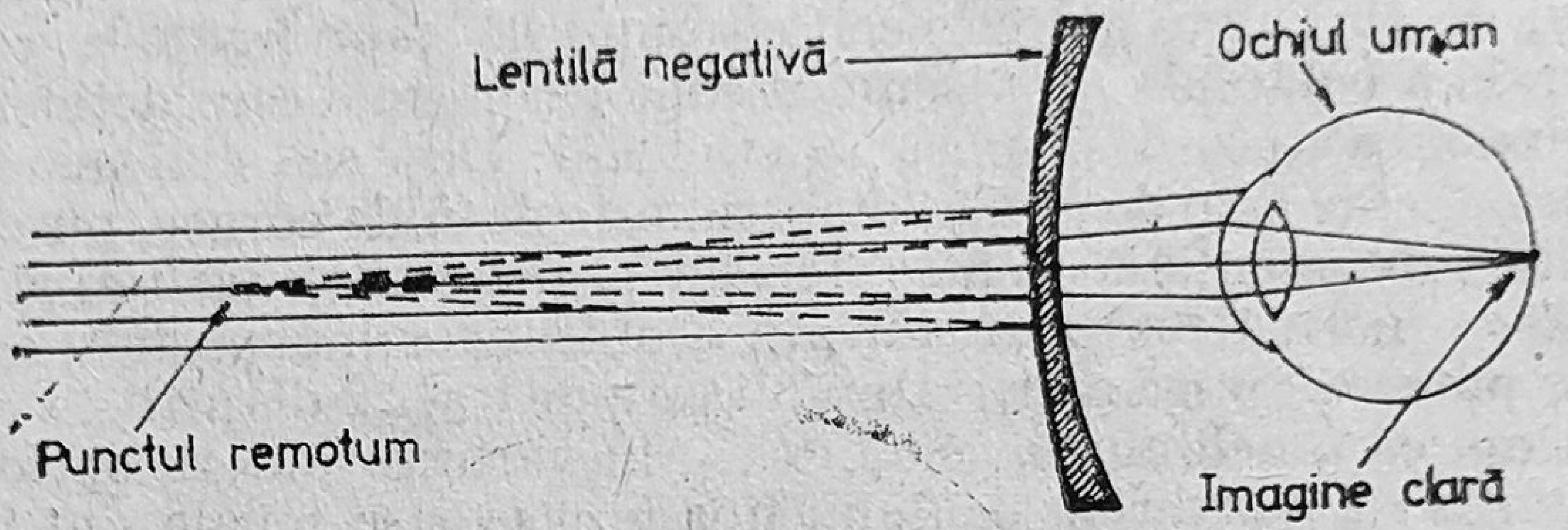


Fig. 5.33. Corectarea miopiei cu lentila oftalmologică tip menisc negativ.

Referitor la defectele de vedere ale ochiului trebuie reținut că rolul lentilelor oftalmologice este acela de a forma imaginile obiectelor îndepărtate la distanța corespunzătoare punctului remotum al ochiului ametrop; ochiul reformează apoi imaginea obiectului pe retină. În cazul *hipermetropiei* această funcție este îndeplinită de *lentilele pozitive* (v. fig. 5.32), iar în cazul *miopiei* funcția este îndeplinită de *lentilele negative* (v. fig. 5.33).

Ochelarii de soare, ochelarii de sudură și ochelarii antilaser protejează ochii față de radiația intensă a surselor de radiație. Aceștia sînt însă ochelari de protecție și nu înlocuiesc ochelarii oftalmologici folosiți pentru corectarea defectelor de vedere. Ochelarii de protecție față de obiectele mici și mobile și față de substanțele chimice implică, de regulă, lentile de sticlă incasantă sau din material plastic, care însă nu trebuie să afecteze organul vederii.

5.6.2 Materiale, dimensiuni și forme

Aproape toate lentilele de ochelari multifocali și anumite lentile de ochelari unifocali sînt lustruite separat, în laboratoarele optice, pe cea de-a doua față. Toate lentilele oftalmologice sînt confecționate din sticlă optică sau din materiale plastice cu proprietăți optice speciale. Alegerea acestor materiale implică restricții asupra indicelui de refracție, dispersiei, viscozității, dilatării, durabilității, purității etc. Colorarea lentilelor transparente se poate realiza prin evaporarea de substanțe speciale în vid și depunerea acestora, tot în vid, în straturi subțiri, pe lentilele respective. În tabelul 5.2. sînt arătate caracteristicile cele mai importante a șase sorturi de sticlă optică folosită curent pentru fabricarea lentilelor oftalmologice. Timpul de colorare se referă la timpul în care pe suprafața materialului, introdus într-o soluție de 1% acid nitric, se formează o peliculă cu grosimea egală cu $\lambda/4$, iar timpul de înnegrire este raportat la efectul de înnegrire a materialului aflat timp de 28 zile într-un mediu cu umiditatea de 100% și cu temperatura de 50°C.

Tabelul 5.2

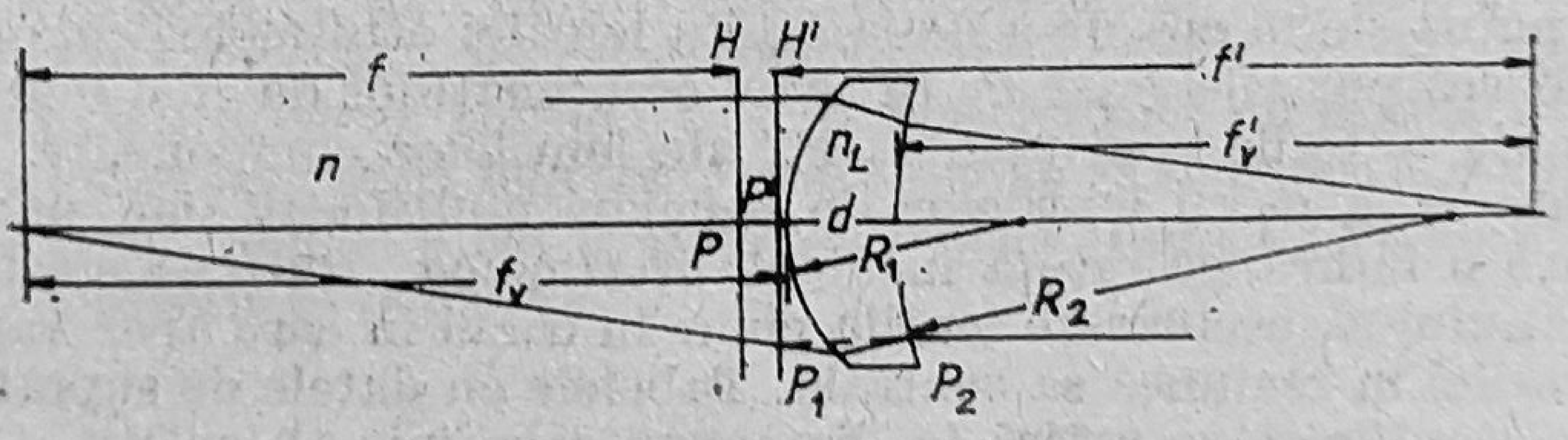
Caracteristicile sticlei optice oftalmologice

Sortul de sticlă	n_D	V	Temperatura de înmuiere [°C]	Temperatura de formare [°C]	Temperatura de deformare [°C]	Densitatea [g/cm³]	Timpul de colorare [h]	Timpul de înnegrire [h]
523595	1,523	59,5	713	545	520	2,53	>100	1—10
523551	1,523	55,1	755	547	510	2,61	>100	>100
616380	1,616	38,0	643	450	425	3,53	>100	>100
616551	1,616	55,1	680	548	520	3,36	0,1—1	1—10
664420	1,664	42,0	720	575	531	3,81	<0,1	1—10
690307	1,690	30,7	613	460	435	4,02	>100	10—100

Sticla optică oftalmologică colorată este de mai multe feluri. Cea trandafiriu-cenușie se folosește și pentru scopuri cosmetice. Ea este optic neutră și are transmitanța de cca 80% pentru grosimea de 2 mm. Cea de culoare verde, brună sau cenușie se folosește pentru ochelarii de soare și are transmitanța în domeniul 10% și 50% pentru grosimea de 2 mm. De regulă acest sort de sticlă este opac în ultraviolet și transmite puțin în infraroșu. Sticla colorată, folosită la protecția față de radiația optică intensă, are mai multe nuanțe, transmitanța ei putînd varia între 67% pentru nuanța 1,5, și $15 \cdot 10^{-4}$% pentru nuanța 14. Materialele plastice se folosesc, în special, pentru construcția lentilelor de protecție, de dimensiuni mari, care să aibă o greutate mică. Dezavantajul lor este că se pot deforma și zgîria ușor.

Materialele optice se livrează sub forma unor piese brute ale căror forme și dimensiuni depind de tipul de lentilă care trebuie confecționată. Diametrul maxim al pieselor brute este de circa 63 mm.

Întrucît lentilele de ochelari se folosesc în aer, pentru mediul optic în care se propagă lumina care vine de la obiectul observat se consideră $n_D = 1{,}00$. Considerînd pozitive mărimile din reprezentarea schematică din figura 5.34



n = Indicele de refracție al mediului

n_L = Indicele de refracție al lentilei

R_1 = Raza de curbură a suprafeței frontale

R_2 = Raza de curbură a suprafeței din spate

d = Grosimea centrală a lentilei

$f = f'$ = Distanța focală echivalentă

f_v = Distanța focală raportată la vîrful frontal

f'_v = Distanța focală raportată la vîrful posterior

P_1 = Puterea suprafeței frontale

P_2 = Puterea suprafeței din spate

H, H' = Planele principale

P, P' = Punctele principale

Fig. 5.34. Principiul optic de funcționare a unei lentile oftalmologice pozitive.

a principiului optic de funcţionare a unei lentile, proiectantul, constructorul şi oftalmologul sînt interesaţi în următoarele puteri axiale :

1) puterile P_1 şi P_2 ale suprafeţelor, definite de relaţiile

$$P_1 = \frac{n_L - n}{R_1}, \quad P_2 = \frac{n_L - n}{R_2}; \tag{5.53}$$

2) puterea echivalentă, P_e, definită de relaţia

$$P_e = P_1 + P_2 - \frac{d}{n} P_1 P_2; \tag{5.54}$$

3) puterea P_v, raportată la vîrful frontal şi definită de relaţia

$$P_v = \frac{P_e}{1 - \frac{d}{n} P_2}; \tag{5.55}$$

4) puterea $P_{v'}$, raportată la vîrful posterior şi definită de relaţia

$$P_{v'} = \frac{P_e}{1 - \frac{d}{n} P_1}; \tag{5.56}$$

5) puterea efectivă, P_{ef}, definită de relaţia

$$P_{ef} = \frac{P_1}{1 - \frac{d}{n} P_1}. \tag{5.57}$$

Pentru a putea şlefui cea de-a doua faţă a lentilei oftalmologice, opticianul trebuie să cunoască puterile P_1 şi P_2 În cazul combinaţiilor de mai multe lentile trebuie cunoscute puterile echivalente, P_e, ale lentilelor componente. Puterea P_v prezintă interes în cazul lentilelor de ochelari multifocali, iar puterea $P_{v'}$ este cea pe care o indică pe reţetă medicul oftalmolog. Puterea efectivă, P_{ef}, permite opticianului să prelucreze lentila chiar în cazul în care apar variaţii ale grosimii d a lentilei în regiunea sa centrală. Tabelele cu datele de suprafaţă care însoţesc lentila semifinită se referă la diametrul semifinit al lentilei. De multe ori diametrul semifinit al lentilei trebuie modificat (mai mic pentru ochelarii destinaţi copiilor şi mai mare pentru ochelarii de soare). Pentru a obţine o valoare corectă a puterii $P_{v'}$, chiar dacă diametrul şi grosimea lentilei se modifică, opticianul modifică curbura celei de-a doua feţe a lentilei. Acest lucru este uşurat dacă opticianul dispune de date de felul celor arătate în tabelul 5.3.

Secţiunea transversală a tuturor produselor manufacturiere şi a tuturor lentilelor oftalmologice cu viziune directă este de forma unui menisc. Grosimea centrală a piesei brute depinde de diametrul de presare, de puterea lentilei şi de grosimea marginilor lentilei. Forma de menisc a unei lentile şi puterea dorită pentru o lentilă cilindrică sau sferocilindrică pot fi obţinute simultan dintr-o suprafaţă torică şi o suprafaţă cilindrică (v. fig. 5.35).

Puterea efectivă în funcție de grosimea centrală a lentilei și de curbura frontală

Curbura frontală	Grosimea centrală a lentilei [mm]											
	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0	3,2	3,4	3,6	3,8	4,0
6,00	5,96	5,97	5,97	5,98	5,98	5,99	5,99	6,00	6,00	6,01	6,01	6,02
6,50	6,47	6,47	6,48	6,48	6,49	6,49	6,50	6,50	6,50	6,51	6,51	6,52
7,00	6,96	6,97	6,97	6,98	6,99	7,00	7,00	7,01	7,01	7,02	7,02	7,03
7,50	7,48	7,48	7,49	7,49	7,50	7,50	7,51	7,51	7,52	7,53	7,54	7,55
8,00	7,95	7,96	7,97	7,98	7,99	8,00	8,01	8,02	8,03	8,04	8,05	8,05
8,50	8,48	8,49	8,50	8,51	8,52	8,53	8,54	8,55	8,56	8,57	8,58	8,59
9,00	8,97	8,98	8,99	9,00	9,01	9,03	9,04	9,05	9,06	9,07	9,08	9,09
9,50	9,48	9,49	9,50	9,51	9,52	9,53	9,54	9,56	9,57	9,58	9,59	9,60
10,00	9,98	9,99	10,01	10,02	10,03	10,04	10,05	10,07	10,08	10,09	10,10	10,11
10,50	10,48	10,49	10,51	10,52	10,53	10,55	10,56	10,57	10,59	10,60	10,61	10,63
11,00	10,99	11,01	11,03	11,04	11,06	11,07	11,09	11,11	11,12	11,13	11,15	11,16
11,50	11,51	11,53	11,55	11,57	11,58	11,60	11,62	11,64	11,65	11,67	11,69	11,71
12,00	12,00	12,02	12,04	12,06	12,08	12,10	12,12	12,14	12,16	12,18	12,20	12,22
12,50	12,50	12,52	12,54	12,56	12,58	12,60	12,62	12,64	12,66	12,68	12,70	12,72
13,00	13,02	13,04	13,06	13,08	13,10	13,12	13,14	13,16	13,18	13,21	13,24	13,27
13,50	13,52	13,55	13,57	13,59	13,62	13,64	13,66	13,68	13,71	13,74	13,77	13,80
14,00	14,00	14,02	14,04	14,07	14,10	14,13	14,17	14,20	14,23	14,26	14,29	14,32
14,05	14,54	14,57	14,60	14,63	14,66	14,69	14,72	14,75	14,78	14,81	14,84	11,87

Uneori opticianul este pus în situația de a construi lentile sferice sau cilindrice care să prezinte și un efect prismatic. Pentru a realiza acest lucru el poate folosi metoda de descentrare a lentilei, conform relației

$$\Delta = P_{v'} \cdot \Delta x, \tag{5.58}$$

unde Δ este puterea prismei, $P_{v'}$ puterea definită de relația (5.56), luată în planul de descentrare, iar Δx descentrarea exprimată în centimetri. De exemplu, o lentilă cu puterea $P_{v'} = 1$ dioptrie, descentrată cu $\Delta x = 1$ cm, produce o deviație de 1 cm la distanța de 1 m, ceea ce corespunde unui efect de prismă cu puterea de 1 dioptrie a prismei. Metoda trebuie însă folosită cu multă atenție, deoarece ea se bazează pe optica lentilelor echiconcave și echiconvexe subțiri și nu ține seama de aberațiile care pot acompania lentila și nici de distanța de la lentilă la centrul de rotație al ochiului.

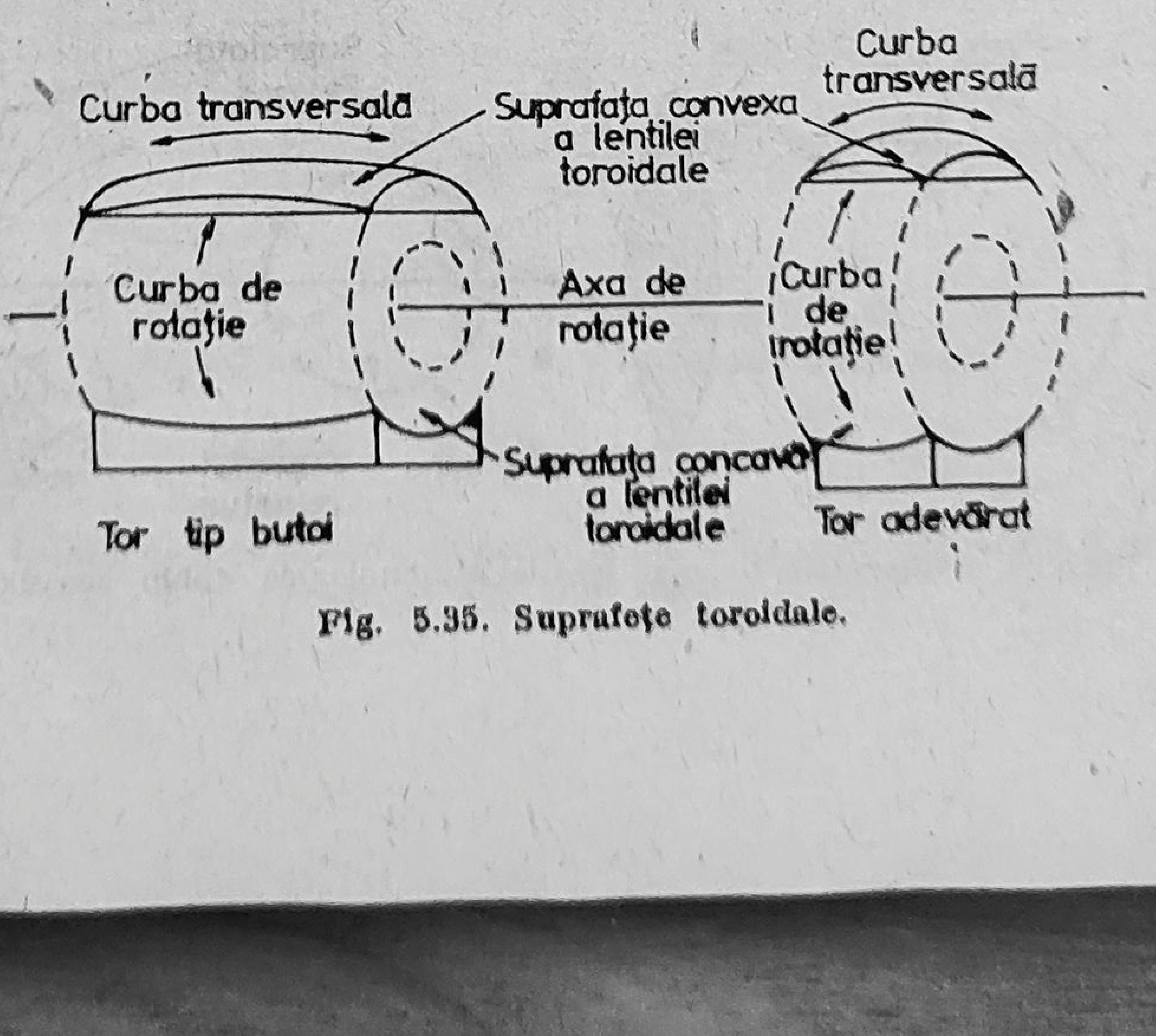


Fig. 5.35. Suprafețe toroidale.

5.6.3. Corectarea aberaţiilor la lentilele de ochelari

Pentru un ochi care prezintă ametropie sferică exista cel puţin un punct în spaţiul obiect a cărui imagine se formează pe retină fără să fie nevoie de acomodarea ochiului. Dacă ochiul nu este sferic ametrop, există o infinitate de puncte, situate în planul de putere maximă sau în planul de putere minimă, a căror imagine se formează pe retină fără acomodare. Aceste puncte din spaţiul obiect sînt chiar punctele remotum. Odată cu rotirea ochiului ele generează *suprafeţele sferice remotum*. Dacă ochiul este astigmatic, prin rotirea sa punctele generează un solid de rotaţie.

Importanţa deosebită a suprafeţelor sferice remotum este aceea că lentilele de ochelari trebuie să formeze imaginea obiectelor chiar pe aceste suprafeţe pentru ca, prin reformarea imaginii de către ochi, imaginea finală să cadă pe retină. O lentilă de ochelari care să îndeplinească această funcţie corect trebuie ca ea însăşi să fie lipsită de aberaţii. Dintre aberaţiile lentilelor studiate în secţiunea 3.5, cele mai importante sînt astigmatismul oblic, curbura cîmpului, distorsiunea şi aberaţia cromatică.

Modul în care astigmatismul propriu al lentilei oftalmologice influenţează formarea imaginii obiectului pe suprafaţa remotum este arătat în figura 5.36. Prin îndepărtarea de axa optică a lentilei, astigmatismul marginal $(T - S)$ creşte, deci, exceptînd aria mică din jurul axei optice, imaginea se deteriorează rapid. Prin urmare, trebuie folosită numai aria mică din jurul axei optice, ceea ce devine foarte incomod, observatorul fiind obligat să-şi mişte continuu capul. Curbînd lentila sub forma unui menisc distanţa $(T - S)$ poate fi redusă foarte mult, aşa cum se poate observa din reprezentarea schematică prezentată în figura 5.37 în care imaginea se formează pe suprafaţa Petzval.

Aberaţia de distorsiune este înlăturată odată cu aberaţia de astigmatism, prin curbarea lentilei. De fapt, aberaţia de distorsiune este ignorată pentru toate lentilele de ochelari de putere mică sau medie.

Cît priveşte aberaţia cromatică, aceasta poate fi redusă, sau înlăturată complet, prin folosirea sistemelor de lentile alipite de puteri convenabile şi din sticlă optică cu valori convenabile ale numărului V.

O problemă deosebit de dificilă este corectarea lentilelor de ochelari de mare putere. În domeniul puterilor mari ar trebui folosite suprafeţe de revoluţie hiperbolice, parabolice sau eliptice. Ignorînd preţul de cost foarte ridicat al acestor lentile de ochelari, trebuie arătat că tehnologia de fabricare a acestor lentile nu asigură totdeauna obţinerea unui produs final care să respecte condiţiile impuse de proiect.

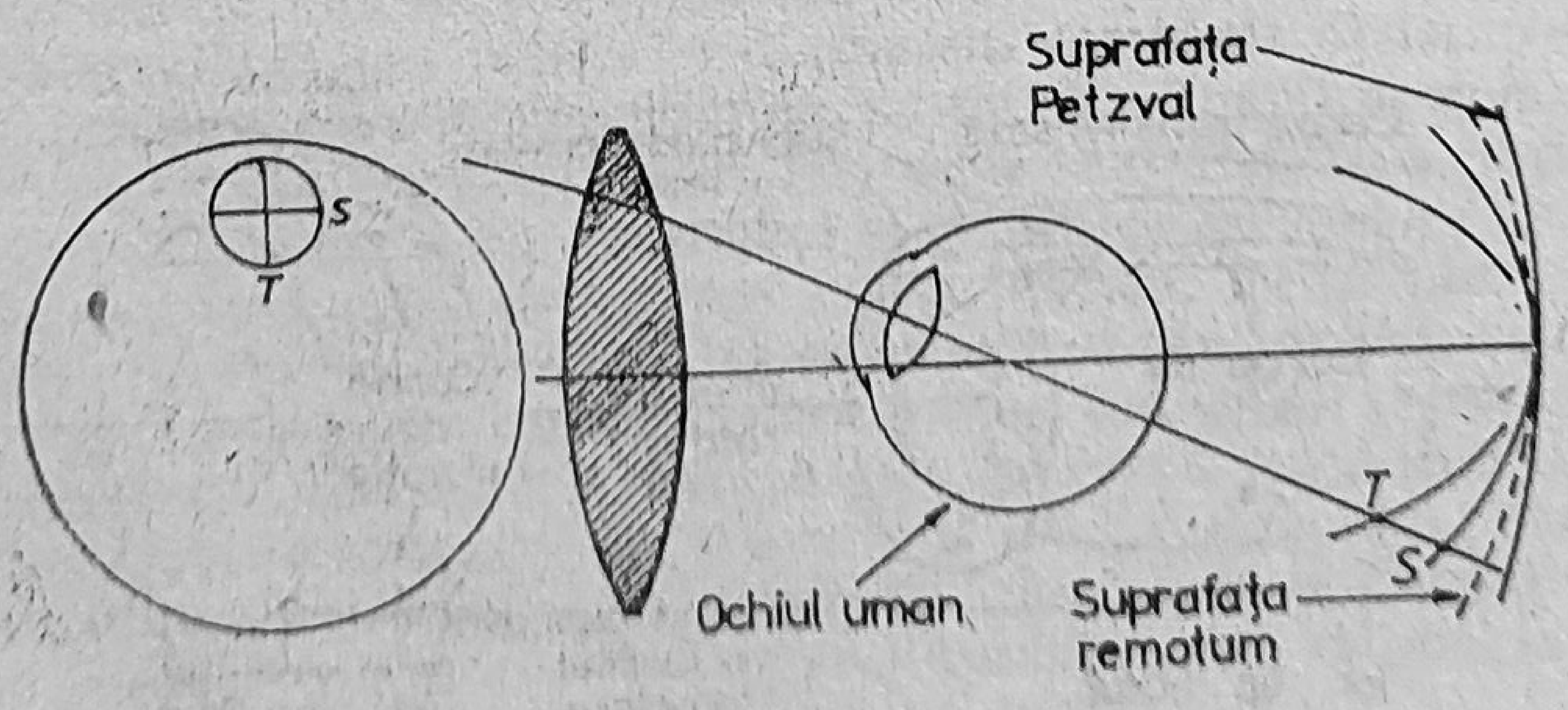


Fig.5.36. Astigmatismul unei lentile oftalmologice dublu convexă.

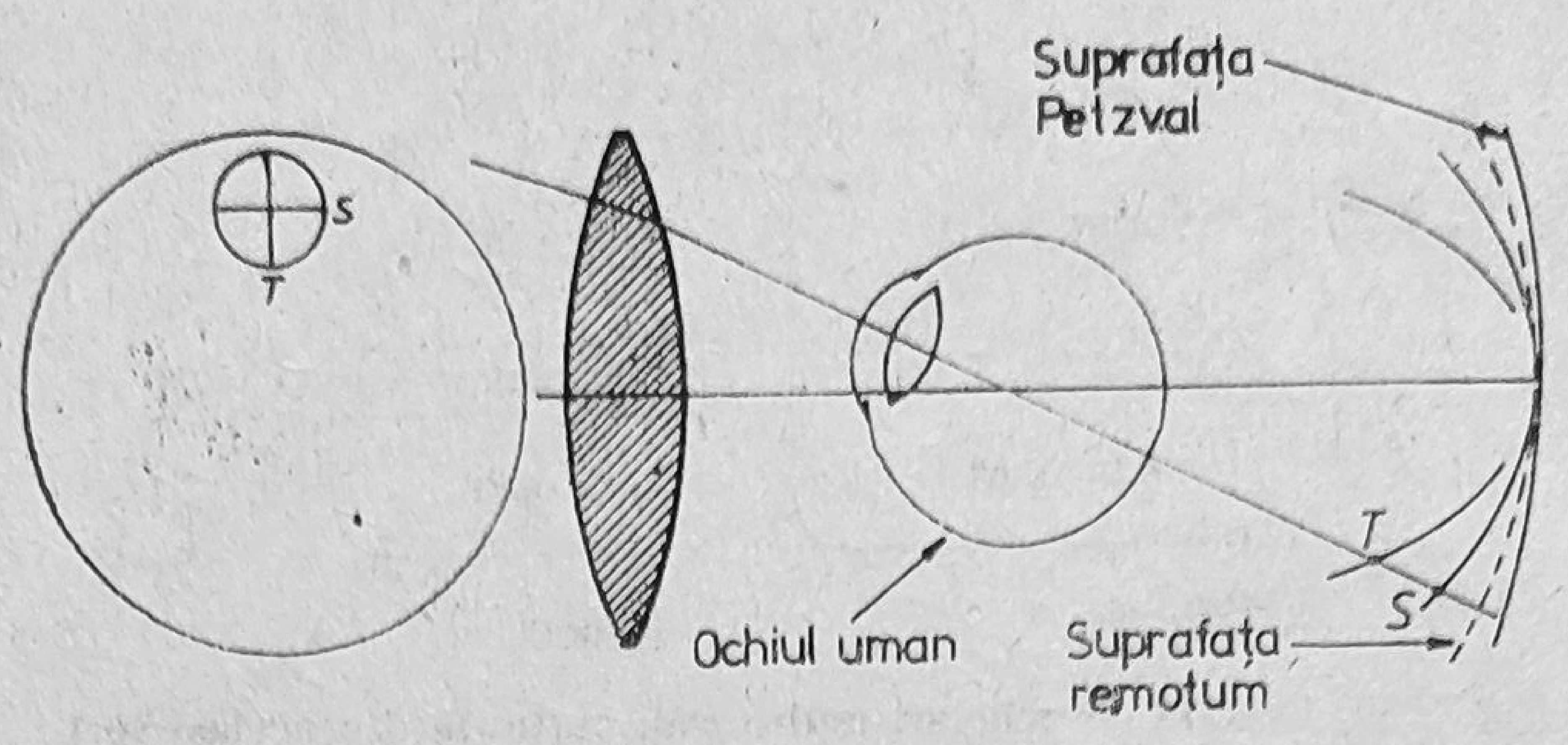


Fig. 5.37. Corectarea astigmatismului prin curbarea lentilei.

5.6.4. Lentilele multifocale de ochelari

O lentilă *multifocală* este o lentilă oftalmologică cu mai multe regiuni care au distanţe focale diferite. Dacă sînt numai două astfel de regiuni, lentila se numeşte lentilă *bifocală*, iar dacă sînt trei regiuni lentila se numeşte lentilă *trifocală* ş.a.m.d. Forma cel mai des întîlnită este cea de bifocală. În general, regiunea cu aria cea mai mare se foloseşte pentru observarea obiectelor îndepărtate, iar regiunea cu aria cea mai mică se foloseşte pentru observarea obiectelor apropiate. Aria mică se mai numeşte şi aria de citit.

Lentilele multifocale se obţin fie din mai multe sorturi de sticlă optică, a căror lipire se face prin topire, fie dintr-un singur sort de sticlă optică. Modul principal de obţinere a lentilelor multifocale, prin topire, este arătat în figura 5.38. În materialul de sticlă optică cu indicele de refracţie n se face o adîncitură sferică, de rază r_s, în care se lipeşte, prin topire, un disc de sticlă optică cu indicele de refracţie n', mai mare decît indicele de refracţie n. Urmează operaţia de şlefuire a lentilei obţinîndu-se două regiuni ale aceleiaşi lentile care au puteri diferite. În cazul în care se foloseşte un singur sort de sticlă, cu indicele de refracţie n constant, care de regulă este sticla crown 523590, pe aceeaşi faţă a lentilei se strunjesc două sau mai multe suprafeţe cu raze de curbură diferite, cu diametrul de 22, 32 sau 38 mm. O astfel de formă modernă de lentilă multifocală, dintr-o singură piesă, este arătată în figura 5.39. Avantajul acestor bifocale

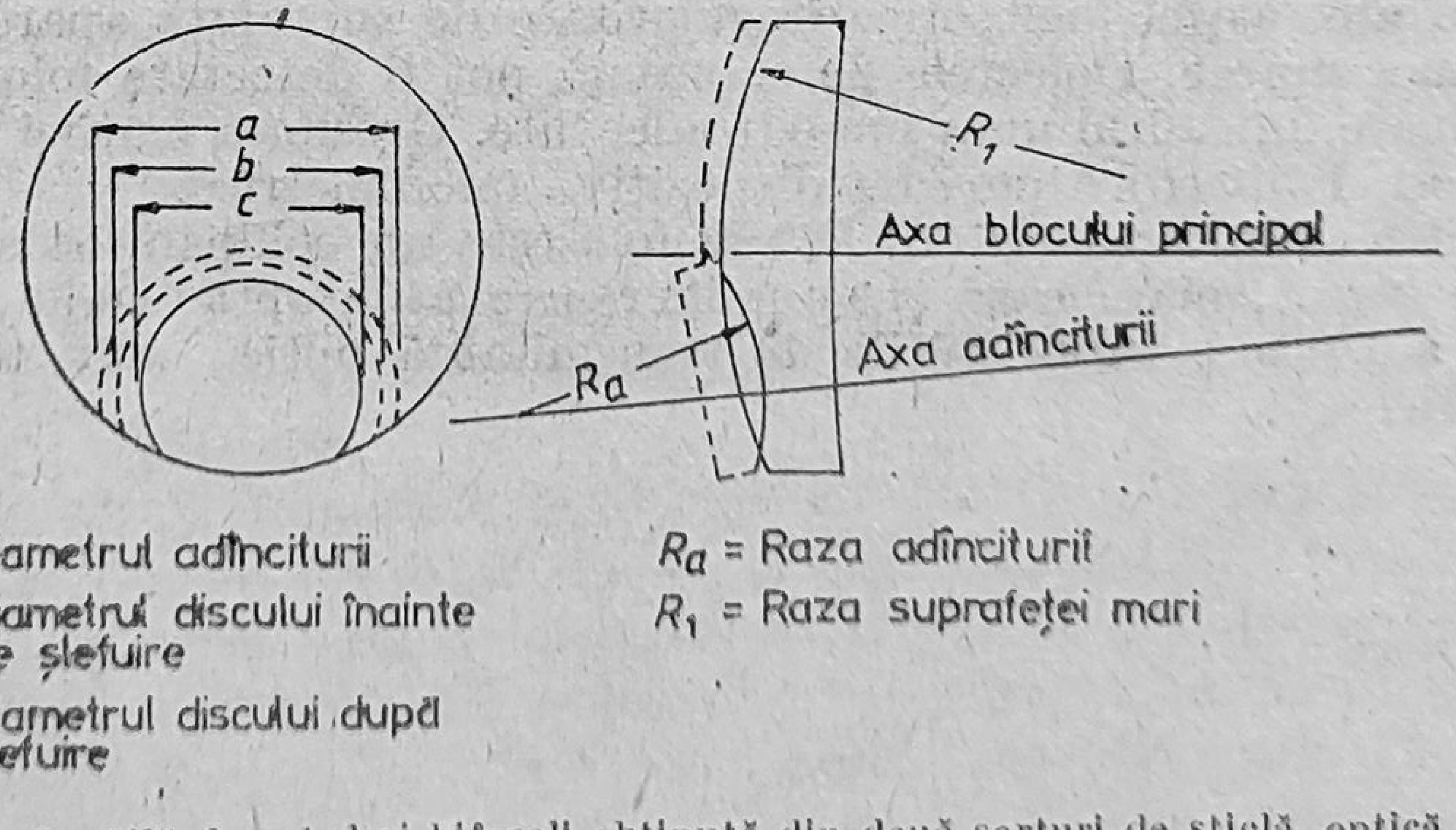


Fig. 5.38. Lentilă de ochelari bifocală obţinută din două sorturi de sticlă optică folosind procedeul de topire.

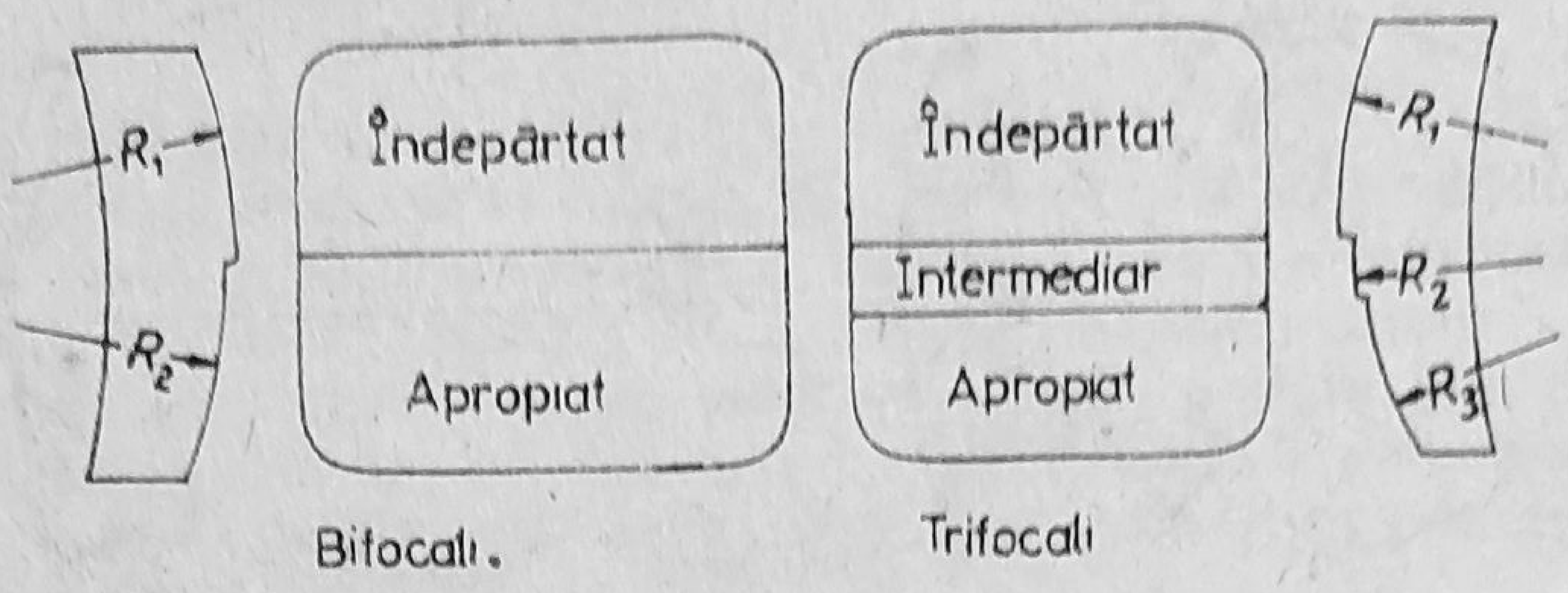


Fig. 5.39. Lentilă de ochelari multifocali obținută din același sort de sticlă otpică.

este că trecerea de la vederea apropiată la cea îndepărtată se face de-a lungul unei linii orizontale.

Folosirea unei singure perechi de ochelari multifocali, care permit observarea atît a obiectelor apropiate cît și a celor îndepărtate, prezintă avantajul comodității. Aceasta nu înseamnă că ochelarii bifocali au caracteristici superioare ochelarilor obișnuiți. Se pare că lucrurile stau tocmai invers, ochelarii multifocali fiind acompaniați de aberații mult mai pregnant. În plus apare și incomoditatea introdusă de saltul de imagine care ia naștere cînd se trece de la vederea la distanță mică, la vederea la distanță mare.

5.6.5. Controlul de calitate

Un prim control de calitate se referă la caracteristicile sticlei optice folosite pentru fabricarea lentilelor oftalmologice și el este făcut de furnizorul pieselor brute. Cel de-al doilea control se referă la lentila finită și are în vedere razele de curbură ale suprafețelor lentilei, regularitatea suprafețelor, grosimile centrală și marginală, puterea $P_{v'}$, centrarea, culoarea, umbrele, poziția și dimensiunile suprafețelor multifocale, calitatea marginilor etc.

Curbura suprafețelor sferice poate fi măsurată cu un sferometru, cu o precizie de 0,5 μm. Razele de curbură ale suprafețelor toroidale pot fi măsurate folosind compasul micrometric. Testarea regularității suprafețelor se face prin așezarea lentilei între o sursă luminoasă intensă, de dimensiuni mici, și un ecran alb, astfel încît orice iregularitate de suprafață apare pe ecran sub forma unor umbre. Defectele de suprafață pot fi detectate folosind tot testul de iluminare, în cadrul unor metode adecvate. Grosimea lentilei poate fi măsurată folosind diferite tipuri de dispozitive micrometrice.

Pentru măsurarea puterii $P_{v'}$ se folosește un echipament special care, în anumite cazuri, marchează și anumite repere utile opticianului în operația de finisare a lentilei. Proprietățile de transmitanță optică sînt testate spectrofotometric.

Capitolul 6

DISPOZITIVE DE POLARIZARE

Undele luminoase sînt unde electromagnetice transversale cu frecvenţa cuprinsă într-un domeniu dat (vezi capitolul 1). Notînd cu $\mathbf{E}(z, t)$ cîmpul electric şi cu $\mathbf{B}(z, t)$ cîmpul magnetic care corespund unei unde electromagnetice plane ce se deplasează în direcţia $+z$, s-au stabilit următoarele proprietăţi (nu toate independente):

1) vectorii $\mathbf{E}(z, t)$, $\mathbf{B}(z, t)$ şi $\hat{\mathbf{z}}$ sînt reciproc perpendiculari;

2) mărimea cîmpului electric $\mathbf{E}(z, t)$ este egală cu mărimea cîmpului magnetic $\mathbf{B}(z, t)$;

3) direcţiile cîmpurilor $\mathbf{E}(z, t)$ şi $\mathbf{B}(z, t)$ sînt astfel încît vectorul $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ are direcţia şi sensul vectorului $\hat{\mathbf{z}}$;

4) primele trei proprietăţi implică $\mathbf{B}(z, t) = \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}(z, t)$, care este echivalent cu a scrie $B_y(z, t) = E_x(z, t)$ şi $B_x(z, t) = -E_y(z, t)$;

5) viteza de fază, c, este independentă de frecvenţă, ceea ce înseamnă că în vid undele electromagnetice sînt nedispersive.

Considerînd o sarcină electrică q, care se deplasează cu viteza $\mathbf{v}$, şi scriind expresia forţei Lorentz, proprietatea (2) implică o valoare a forţei magnetice mult mai mică decît valoarea forţei electrice, motiv pentru care cîmpul magnetic al undelor electromagnetice luminoase se neglijează în cadrul fenomenului de polarizare, care apare la interacţiunea luminii cu substanţa.

Prin stare de polarizare înţelegem o relaţie specifică între amplitudinile şi fazele a două cîmpuri transversale independente (v. 6.1). Cînd undele electromagnetice interacţionează cu substanţa, diferitele stări de polarizare pot interacţiona diferit cu substanţa. Ca rezultat al interacţiunii starea iniţială de polarizare se poate modifica. Acest lucru poate avea consecinţe importante. Studiind efectul unei substanţe cu proprietăţi cunoscute, asupra fasciculului incident putem determina starea de polarizare a acestuia. Pe de altă parte, măsurînd modificarea stării de polarizare a fasciculului luminos, putem analiza anumite proprietăţi ale substanţei.

De la început este important să reţinem că conceptul de polarizare se aplica numai undelor care au cel puţin două „direcţii de polarizare" independente. Planul determinat de vectorul cîmp electric $\mathbf{E}(z, t)$ şi vectorul unitar $\hat{\mathbf{z}}$ al direcţiei de propagare se numeşte *plan de polarizare*. Polarizarea permite o reprezentare vectorială în care direcţia de vibraţie a cîmpului electric poate fi considerată ca un vector perpendicular pe direcţia de propagare. Lumina nepolarizată poate

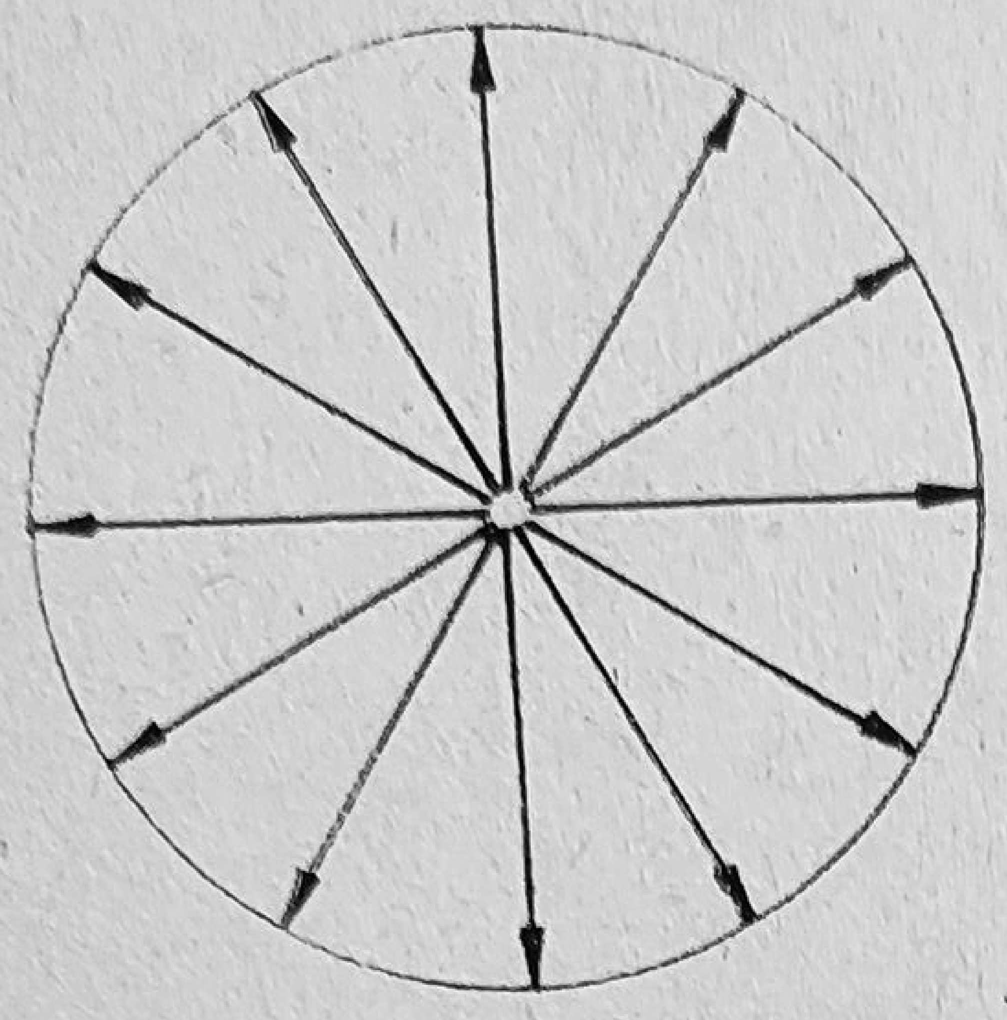


Fig. 6.1. Lumina emisă de o sursă obișnuită de lumină este nepolarizată.

fi analizată în raport cu două direcții, $\hat{\mathbf{x}}$ și $\hat{\mathbf{y}}$ ($\hat{\mathbf{x}}$ și $\hat{\mathbf{y}}$ fiind versorii direcțiilor respective), reciproc perpendiculare și perpendiculare fiecare pe direcția de propagare, **z**.

Lumina emisă de sursele obișnuite de lumină, de tipul celor prezentate în capitolul 2, este nepolarizată, în sensul că vectorul cîmp electric $\mathbf{E}$ (z, t) poate avea orice direcție perpendiculară pe direcția de propagare, așa cum se vede din figura 6.1. Starea de polarizare a luminii, într-un anumit punct z din spațiu, este descrisă de expresia generală

$$\mathbf{E}(t) = \hat{\mathbf{x}} \cdot E_x \cos(\omega t + \varphi_1) + \hat{\mathbf{y}} \cdot E_y \cos(\omega t + \varphi_2). \tag{6.1}$$

În funcție de diferența de fază $\varphi_1 - \varphi_2$, putem avea polarizare liniară sau polarizare eliptică, așa cum este reprezentat în figura 6.2. Dacă $E_x = E_y$ polarizarea eliptică se transformă în polarizare circulară, dreapta sau stînga, în funcție de semnul indicat de săgeată (fig. 6.2).

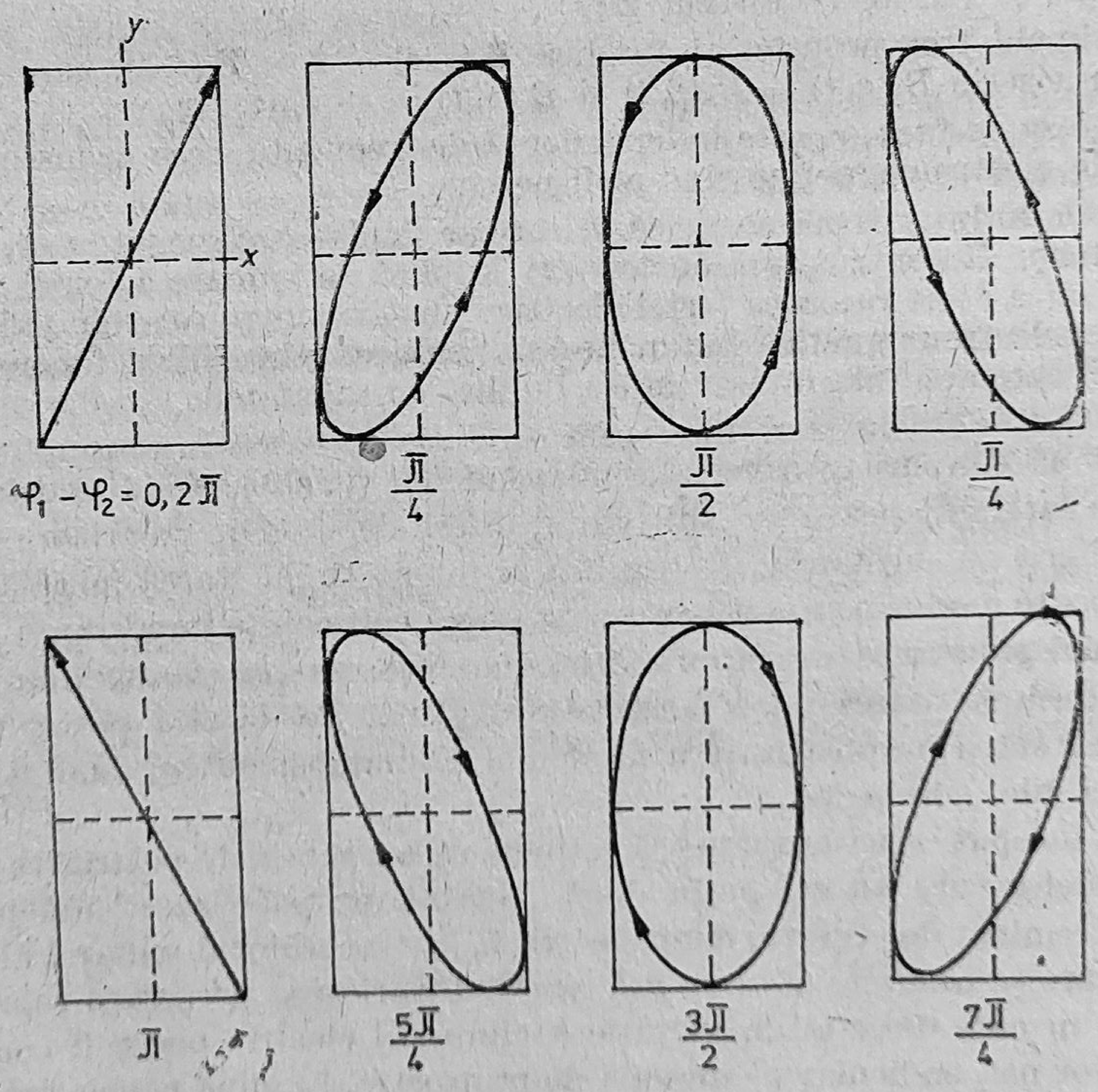


Fig. 6.2. Polarizarea generală în reprezentarea în care $E_y = 2E_x$.

6.1. POLARIZAREA SELECTIVĂ A LUMINII

Controlul polarizării este cel mai ușor, dacă se poate controla procesul de emisie a undelor luminoase. După cum am văzut în capitolul 2, un asemenea control nu poate fi realizat în cazul surselor clasice. De aceea, se impune ca lumina polarizată să se producă în cadrul procesului de interacțiune a luminii cu substanța.

6.1.1. Polarizarea prin absorbție selectivă

În cazul microundelor putem obține absorbția selectivă folosind o rețea de fire conductoare paralele de forma arătată în figura 6.3. Presupunem că radiația de microunde are cîmpul electric în așa fel încît $\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{x}E_x(z, t) + \mathbf{y}E_y(z, t)$. La început vom considera componenta E_y a cîmpului electric de-a lungul firelor. Cîmpul electric E_y al radiației incidente acționează asupra electronilor cu o forță orientată de-a lungul firelor. Firele acționează ca niște rezistori. Electronii primesc energie de la cîmp și o transferă rețelei cristaline a metalului, prin ciocniri. De asemenea, electronii radiază. Radiația din direcția către înainte interferă distructiv cu radiația incidentă, astfel încît după rețeaua de fire radiația cu vectorul cîmp electric $\mathbf{E}_y$ este egală cu zero. Rețeaua de fire elimină deci componenta y a cîmpului electric. De-a lungul axei Ox electronii nu se pot deplasa liber, deoarece ei nu pot părăsi firul conductor. Acțiunea cîmpului electric $\mathbf{E}_x$ asupra electronilor se manifestă prin apariția sarcinii de suprafață, ceea ce duce la apariția unui cîmp electric intern de-a lungul axei Ox. Cînd acest cîmp poate

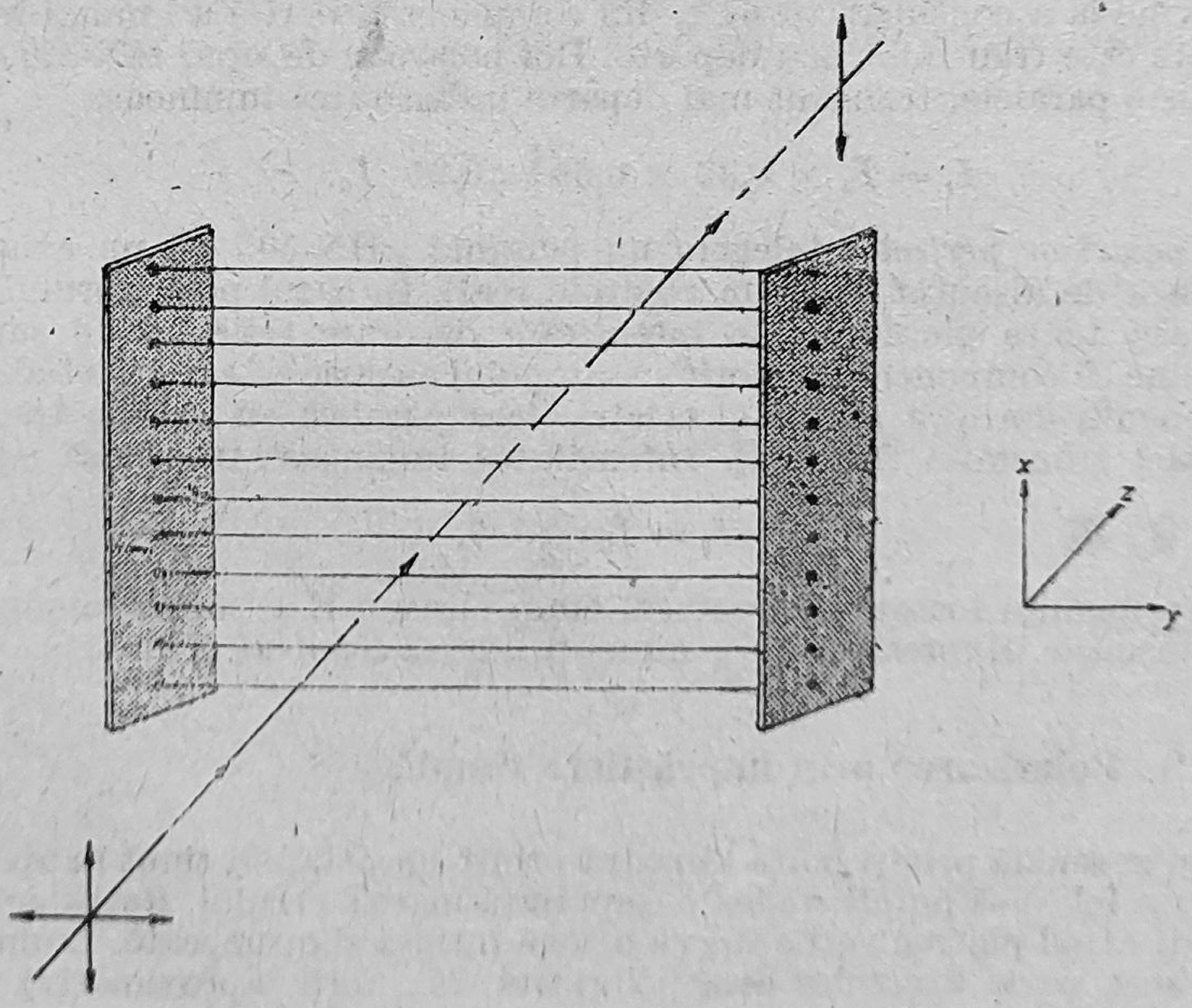


Fig. 6.3. Rețea metalică de polarizare a microundelor.

anihila efectul cîmpului $\mathbf{E}_x$ al undei, electronii nu se mai mişcă, ei rămînînd într-o stare de echilibru aproape static, fără viteză şi fără acceleraţie. Electronii nu absorb şi nu emit radiaţie. În consecinţă, componenta Ox a radiaţiei nu este afectată.

Metoda este aplicabilă în cazul microundelor, însă este ineficace în cazul luminii, unde lungimea de undă este de aproximativ $5 \cdot 10^{-7}$ m, deoarece nu pot fi realizate reţele de fire conductoare distanţate la mai puţin de această valoare (deşi Bird şi Parrish au reuşit un experiment de acest tip).

În anul 1938 Edwin Land a inventat *polaroidul*, care se comportă oarecum asemenea reţelei de fire. În cadrul procesului de confecţionare, o placă de material plastic, constînd din lanţuri hidrocarbonice lungi, este întinsă după o direcţie dată, ceea ce duce la alinierea moleculelor după direcţia de întindere. Apoi placa de material plastic este introdusă într-o soluţie de iod. Iodul se ataşează lanţurilor hidrocarbonice lungi şi furnizează electronii de conducţie, care se pot mişca de-a lungul direcţiei de întindere. Componenta cîmpului electric de-a lungul direcţiei de întindere a plăcii de material plastic este absorbită, iar componenta perpendiculară este neafectată.

Axa de transmisie a polaroidului este deci perpendiculară pe direcţia de întindere a materialului plastic. Polaroizii au un anumit cod de prezentare. De exemplu polaroidul HN-46 înseamnă următoarele:

$\frac{(n-1)}{(n+1)^2} I_0 \approx 0{,}04 I_0 =$ radiaţia pierdută prin reflexie la una din suprafeţele polaroidului;

$0{,}08 I_0 =$ radiaţia totală pierdută prin reflexie;

$0{,}46 I_0 =$ radiaţia transmisă de polaroid ca radiaţie liniar polarizată.

Presupunem un alt polaroid cu codul HN-32. Aceasta înseamnă că 32 % din intensitatea I_0 a radiaţiei incidente, nepolarizate, este transmisă mai departe, ceea ce revine la a considera că 64 % din componenta dorită a luminii incidente nepolarizate este transmisă mai departe. Doi polaroizi de tipul HN-32, cu axele de transmisie paralele, transmit mai departe intensitatea luminoasă

$$I_t = I_0 \times 0{,}32 \times 0{,}64 = 0{,}21 \ I_0. \tag{6.2}$$

Prin *polarizor perfect* înţelegem un polaroid „HN-50" (el nu există, însă este mai uşor de discutat decît un polaroid real). În cazul polarizorului perfect se neglijează toate pierderile de intensitate datorate reflexiei de suprafaţă. Se presupune că componenta nedorită a cîmpului electric este complet absorbită, iar componenta dorită a cîmpului electric (cea paralelă cu axa de transmisie) este complet transmisă (fig. 6.4). Intensitatea luminoasă transmisă este deci,

$$I_t = I_0 \cos^2 \theta, \tag{6.3}$$

unde θ este unghiul format de vectorul cîmp electric $\mathbf{E}$ al undei luminoase cu axa de transmisie. Expresia (6.3) se numeşte adesea *legea lui Malus*.

6.1.2. Polarizarea prin împrăştiere simplă

Într-o zi senină priviţi bolta albastră printr-un polaroid ţinut în apropierea ochiului, aşa fel ca să puteţi vedea o suprafaţă mare a cerului. Rotiţi polaroidul şi deplasaţi capul pînă ce veţi observa o zonă întinsă şi întunecată. Lumina care vine din acea parte a cerului este polarizată. Măsuraţi (aproximativ) unghiul

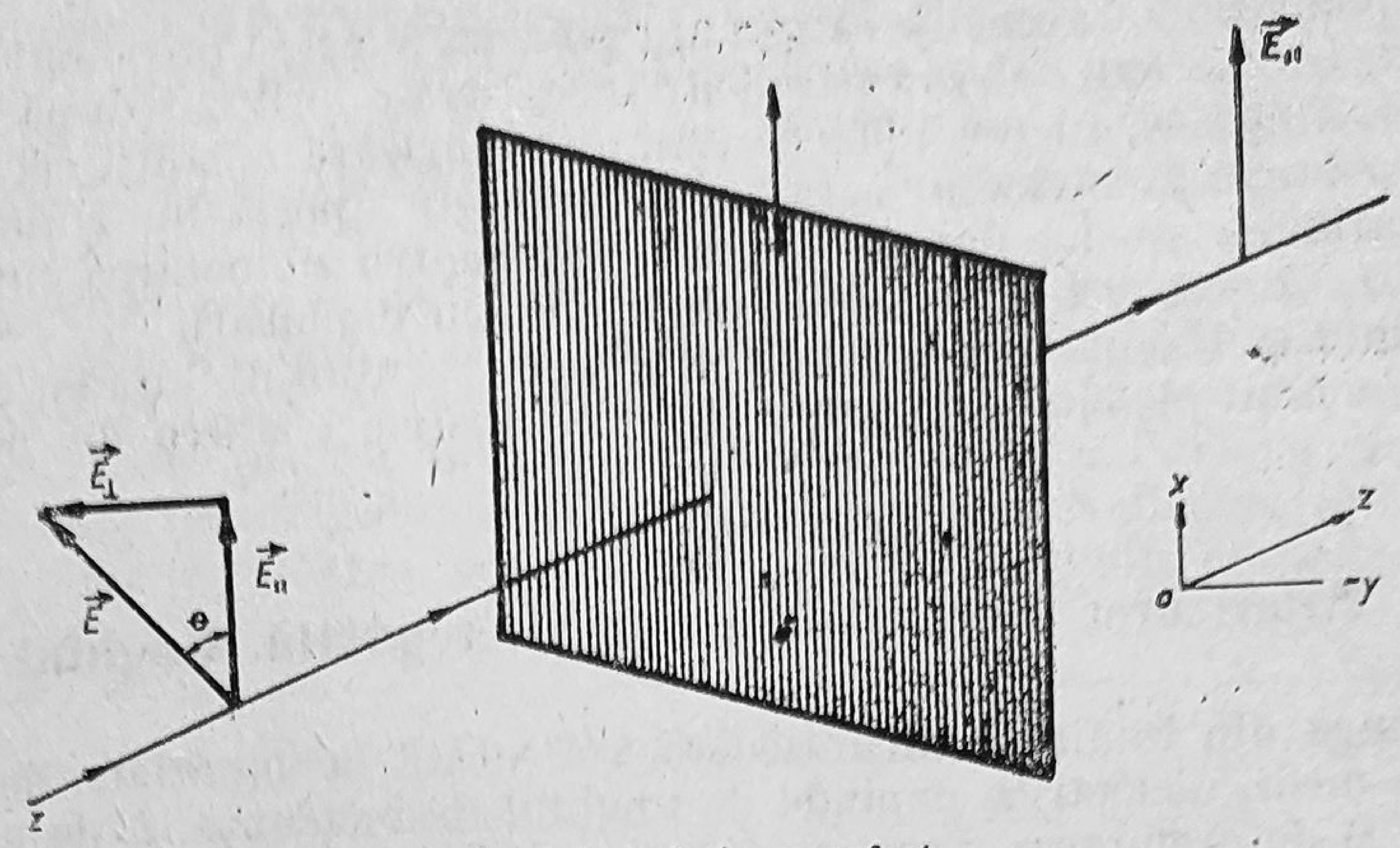


Fig. 6.4. Polarizor perfect.

dintre linia care unește capul cu soarele și linia care unește capul cu regiunea care manifestă polarizarea cea mai mare și veți găsi că este egal cu 90°. Determinați și direcția de polarizare a luminii, care coincide cu axa de transmisie a polarizorului.

Explicația polarizării luminii provenită dintr-o anumită regiune a bolții cerești este următoarea: lumina naturală este nepolarizată. Lumina naturală care se propagă după direcția Oz (fig. 6.5) interacționează în punctul P cu o moleculă de aer. Electronii moleculei de aer se comportă ca un oscilator comandat de lumina incidentă, oscilînd într-o suprapunere de mișcări de-a lungul axelor Ox și Oy, și radiază în toate direcțiile, însă nu în mod egal. Un observator avînd poziția arătată în figura 6.5 va observa numai radiația după direcția Ox, care

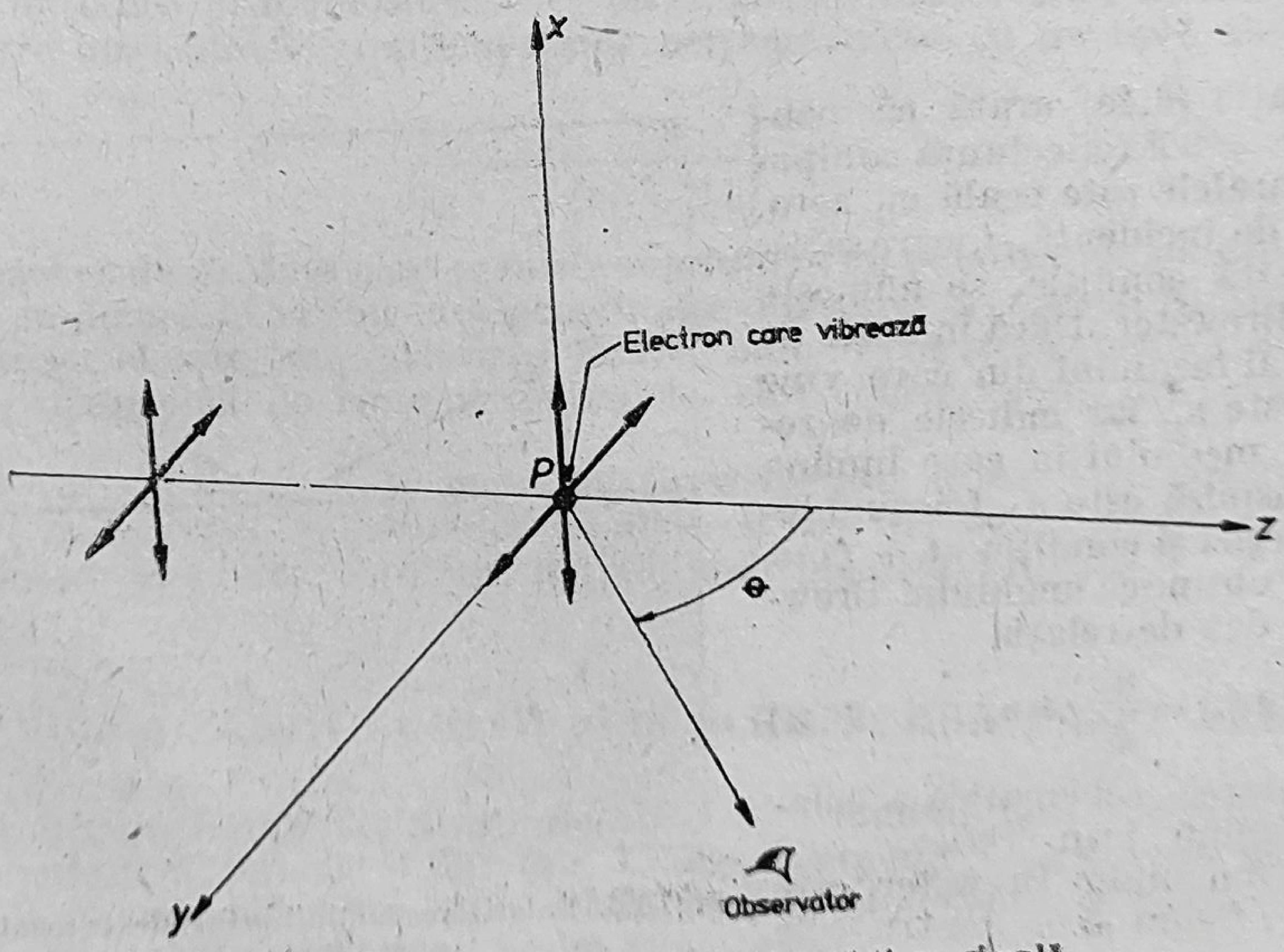


Fig. 6.5. Polarizarea luminii prin împrăștiere simplă.

este 100% polarizată. Intensitatea luminii polarizate este aproximativ jumătate din intensitatea pe care observatorul ar înregistra-o privind după direcţia Oz către soare. Unii oameni pot detecta lumina polarizată a bolţii cereşti fără să folosească polaroizi, observînd ceea ce se numeşte „peria lui Haidinger". De asemenea, albinele nu au nevoie de polaroizi pentru detectarea luminii polarizate; ele o folosesc pentru a se orienta în cursul deplasării.

De reţinut că lumina se polarizează numai ca rezultat al împrăştierii simple. Împrăştierile multiple nu fac altceva decît să distrugă starea de polarizare a luminii.

6.1.3. Polarizarea luminii prin reflexie regulată. Unghiul Brewster

Fracţiunea din lumina transmisă sau reflectată la suprafaţa de separare dintre două medii dielectrice depinde de unghiul de incidenţă, i, de unghiul de refracţie, r, şi de orientarea direcţiei de polarizare faţă de planul de incidenţă. Direcţia de polarizare poate fi sau paralelă cu planul de incidenţă sau perpendiculară pe planul de incidenţă. Intensităţile componentelor paralelă şi perpendiculară sînt date de ecuaţiile Fresnel:

reflectanţa componentei perpendiculare

$$r_\sigma = \sin^2(i - r)/\sin^2(i + r), \tag{6.4a}$$

transmitanţa componentei perpendiculare

$$t_\sigma = 1 - \sin^2(i - r)/\sin^2(i + r), \tag{6.4b}$$

reflectanţa componentei paralele

$$r_\pi = \mathrm{tg}^2(i - r)/\mathrm{tg}^2(i + r), \tag{6.4c}$$

transmitanţa componentei paralele

$$t_\pi = 1 - \mathrm{tg}^2(i - r)/\mathrm{tg}^2(i + r). \tag{6.4d}$$

Ecuaţia (6.4c) arată că pentru $i + r = 90°$ reflectanţa componentei paralele este egală cu zero. Unghiul de incidenţă, i, care satisface această condiţie, se numeşte unghiu Brewster. Dacă indicele de refracţie al mediului din care vine lumina este n_1, iar indicele de refracţie al mediului în care lumina este transmisă este n_2, folosind legea refracţiei şi condiţia $(i + r) = 90°$, se obţine că unghiului Brewster este dat de relaţia

$$\mathrm{tg}\, i_B = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \tag{6.5}$$

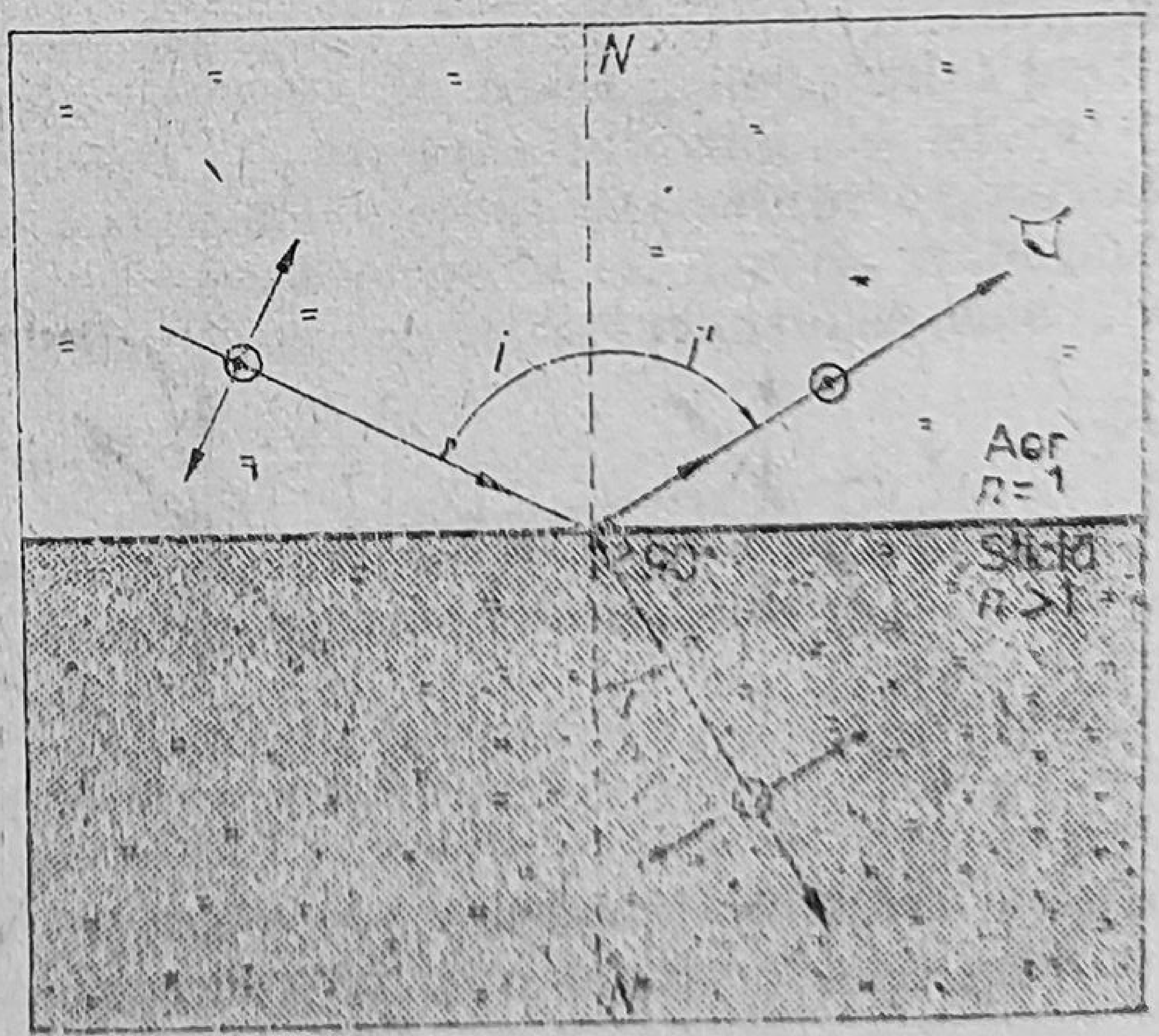


Fig. 6.6. Polarizarea luminii prin reflexie regulată sub unghi Brewster.

Reprezentarea schematică a polarizării luminii prin reflexie, cu indicarea unghiului Brewster, este arătată în figura 6.6. Pentru cele

mai multe suprafețe lumina reflectată sus unghiul Brewster este polarizată eliptic, oarecum în discordanță cu teoria. De obicei, elipsa este astfel încît raportul dintre semiaxa mare și semiaxa mică este foarte mare. Prezența unei mici elipticități se datorează tensiunilor de suprafață, la care sînt supuse moleculele materialului.

Ecuația (6.4a) arată că reflectanța corespunzătoare unghiului Brewster este cu atît mai mare, cu cît diferența dintre unghiul de incidență și unghiul de refracție este mai mare. Aceasta înseamnă că reflectanța sub un unghi Brewster este mai mare pentru indici de refracție mai mari. Dacă mediul incident este aerul, valoarea unghiului Brewster și valoarea reflectanței la unghiul Brewster depind de valoarea indicelui de refracție al mediului în care se transmite lumina.

Indicele de refracție	Unghiul Brewster	Reflectanța
1,5	56°19′	0,148
1,6	58°00′	0,192
1,7	59°32′	0,236
1,8	60°57′	0,282
1,9	62°14′	0,321
2,0	63°26′	0,360
2,2	65°33′	0,432
2,4	67°23′	0,496
2,6	68°58′	0,551

În conformitate cu relația (6.4d), transmitanța componentei paralele, printr-o fereastră, sub unghiul Brewster, este 1,0. Transmitanța componentei perpendiculare este mai mică, însă nu zero. În acest fel, lumina nepolarizată, incidentă sub un unghi Brewster, va fi transmisă parțial polarizată. Cu toate că o singură suprafață de separare are un efect mic, un număr m de suprafețe de separare, obținute prin folosirea a m plăci plan-paralele, duce la următoarea relație între intensitățile componentelor perpendiculară și paralelă ale luminii transmise

$$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \left\{\frac{2n}{(n^2+1)}\right\}^{4m}. \tag{6.6}$$

Un pachet de m lame plan-paralele reprezintă un polarizator cu proprietăți inferioare în domeniul vizibil însă pentru alte domenii, în special pentru domeniul infraroșu el este un polarizor foarte bun. Polarizorii pentru domeniul infraroșu, tip pachet de lame plan-paralele, sînt confecționați din clorură de argint.

O aplicație interesantă a unghiului Brewster este proiectarea ferestrelor de sticlă cu transmitanța egală cu 1,0, denumite și *ferestre Brewster*. Ele se folosesc în cazul laserilor, pentru obținerea luminii laser polarizată liniar.

6.2. POLARIZAREA LUMINII PRIN SCHIMBAREA FAZEI RELATIVE

Pînă acum am discutat modul de obținere a luminii liniar polarizate prin absorbție selectivă, reflexie și refracție. În acest paragraf vom discuta modul de obținere a luminii polarizate prin schimbarea fazei relative a componentelor E_x și E_y ale cîmpului electric al undei luminoase.

6.2.1. Experienţa cu celofanul

Luaţi două plăci de polaroid şi aşezaţi-le paralel una cu alta, astfel încît lumina să nu treacă dincolo de cea de-a doua placă. Luaţi o folie de celofan şi introduceţi-o între cei doi polaroizi, paralel cu suprafaţa acestora. Lumina va trece dincolo de cel de-al doilea polaroid. Deoarece celofanul este perfect transparent, schimbarea stării de polarizare a luminii nu are la bază un fenomen de absorbţie. Singura explicaţie este că schimbarea stării de polarizare se datoreşte schimbării fazei relative a diferitelor componente polarizate.

Menţinînd polaroizii încrucişaţi (cu axele de transmisie perpendiculare), rotiţi bucata de celofan între cei doi polaroizi. Veţi găsi două unghiuri, la 90° unul de altul, corespunzător cărora celofanul are efectul cel mai pronunţat şi alte două unghiuri, tot la 90° unul de altul, corespunzător cărora celofanul nu are nici un efect asupra stării de polarizare a luminii. Rezultă că celofanul are două direcţii speciale, situate în planul celofanului şi perpendiculare una pe alta, care se raportează la proprietatea de a introduce deplasări ale fazei relative ale diferitelor componente de polarizare ale luminii.

Nu orice material plastic şi transparent are proprietatea descrisă mai sus. Dacă nu găsiţi o folie de plastic transparent care să permită efectuarea experimentului descris, procedaţi astfel; întindeţi celofanul după o anumită direcţie şi introduceţi-l între cei doi polaroizi, astfel încît axa de întindere să formeze un unghi de 45° cu axele de transmisie ale polaroizilor. Veţi obţine un efect foarte mare.

Explicaţia fenomenului descris cu ajutorul experienţei pe care v-am propus-o este următoarea. Ca rezultat al întinderii celofanului după o direcţie dată, moleculele organice lungi sînt orientate după direcţia de întindere, deci susceptibilitatea electrică corespunzătoare cîmpului electric orientat de-a lungul axei de întindere va fi diferită de cea corespunzătoare cîmpului electric orientat perpendicular pe axa de întindere (ambele cîmpuri fiind în planul foii de celofan). Constanta dielectrică fiind diferită după cele două direcţii, indicii de refracţie vor fi şi ei diferiţi după cele două direcţii.

6.2.2. Placa de întîrziere. Proprietăţi

Cele două direcţii din planul foii de celofan, direcţia de întindere şi direcţia perpendiculară pe aceasta, se numesc *axe optice*. Axa optică căreia îi corespunde indicele de refracţie cel mai mare se numeşte *axă lentă* (indice de refracţie mare însemnînd viteză mică a luminii), iar axa optică căreia îi corespunde indicele de refracţie cel mai mic se numeşte *axă rapidă* (indicele de refracţie mic însemnînd viteză mare a luminii). Vom nota cu n_s indicele de refracţie după direcţia axei lente şi cu n_f indicele de refracţie după direcţia axei rapide şi vom avea în vedere că $n_s > n_f$. O foaie de celofan, sau de plastic, sau de orice alt material care are aceste proprietăţi se numeşte *placă de întîrziere*.

Considerînd o undă luminoasă incidentă pe o placă de întîrziere, cu grosimea Δz, întîrzierea fazei undei lente în raport cu faza undei la propagarea în vid este $(n_s - 1)\dfrac{\omega\Delta z}{c}$, iar întîrzierea fazei undei rapide în raport cu faza undei la propagarea în vid este $(n_f - 1)\dfrac{\omega\Delta z}{c}$. Prin scădere obţinem întîrzierea de fază

a celor două unde după direcțiile axei lente și axei rapide

$$\Delta\varphi = (n_s - n_f)\,\frac{\omega\Delta z}{c} = (n_s - n_f)2\pi\,\frac{\Delta z}{\lambda_{vid}}. \tag{6.7}$$

Placa sfert de undă. Presupunem că vectorul cîmp electric al undei luminoase incidente formează un unghi de 45° cu fiecare dintre cele două axe optice. În acest caz $E_s = E_f$ și $\varphi_s = \varphi_f$. Presupunem că grosimea plăcii este astfel încît componenta lentă, E_s, suferă o întîrziere de un sfert de ciclu în raport cu componenta rapidă, E_f, ceea ce înseamnă o întîrziere de fază de $\pi/2$ a componentei lente față de componenta rapidă. Placa de întîrziere cu această proprietate se numește placă sfert de undă. Unda emergentă are amplitudinile E_s și E_f egale, iar componenta lentă are faza cu 90° în urma fazei componentei rapide. Rezultatul este arătat în figura 6.7. Lumina emergentă din lama sfert de undă, în condițiile arătate, este polarizată circular, sensul de rotație fiind de la axa rapidă către axa lentă. Deoarece, în cazul lamei sfert de undă, diferența de fază dintre cele două componente este de $\pi/2$, folosind relația (6.7) obținem

$$(n_s - n_f)\,\Delta z = \frac{1}{4}\,\lambda. \tag{6.8}$$

Notarea plăcilor sfert de undă se face prin specificarea „valorii întîrzierii", exprimată în unități de lungimi de undă. De exemplu, o lamă sfert de undă cu valoarea întîrzierii egală cu 1400 ± 200 Å înseamnă că $(n_s - n_f)\Delta z = \frac{5600}{4}$ Å, iar pentru o lungime de undă arbitrară, din vizibil, rezultă

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}\,\frac{5600\ \text{Å}}{\lambda}. \tag{6.9}$$

Analog discuției din cazul plăcii sfert de undă putem defini *placa jumătate de undă*

$$(n_s - n_f)\Delta z = \frac{1}{2}\,\lambda, \tag{6.10}$$

precum și *placa undă*

$$(n_s - n_f)\,\Delta z = \lambda. \tag{6.11}$$

În cazul numeric, ales pentru exemplificare, lama jumătate de undă are valoarea întîrzierii egală cu 2800 ± 200 Å.

Cuplînd un polarizor liniar cu o lamă sfert de undă, astfel încît axa de transmisie a polarizorului să formeze un unghi de 45° cu axele lentă și rapidă ale lamei, obținem un *polarizor circular*. Lumina incidentă pe polarizorul liniar, nepolarizată, emerge din sistem ca lumină circular polarizată stînga. O nouă lamă sfert de undă așezată după polarizorul circular va permite obținerea luminii polarizate circular dreapta.

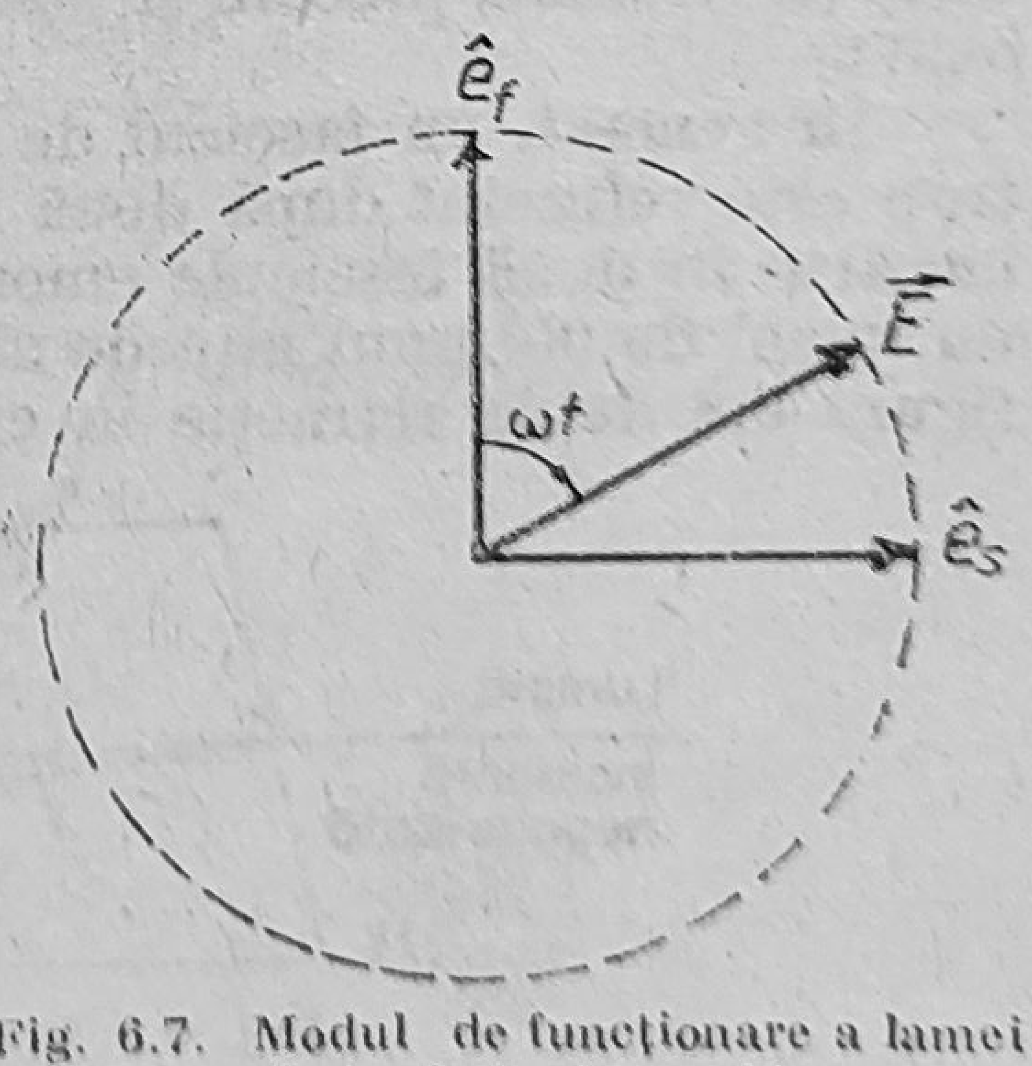


Fig. 6.7. Modul de funcționare a lamei optice sfert de undă.

Proprietățile plăcilor de întîrziere. Modul în care are loc întîrzierea de fază între cele două componente E_s și E_f determină următoarele proprietăți ale plăcilor întîrzietoare:

1) placa sfert de undă transformă lumina polarizată liniar în lumină polarizată eliptic. Dacă polarizarea luminii incidente este la 45° față de axele optice, lumina este polarizată circular;

2) placa sfert de undă transformă lumina polarizată circular în lumină polarizată liniar;

3) placa jumătate de undă transformă lumina polarizată liniar în lumină polarizată liniar;

4) placa jumătate de undă transformă lumina polarizată circular dreapta în lumină polarizată circular stînga și invers;

5) placa de întîrziere nu are nici o influență asupra stării de polarizare a luminii liniar polarizate cu vectorul cîmp electric **E** orientat de-a lungul uneia dintre axele optice;

6) placa de întîrziere nu poate transforma lumina nepolarizată (de tipul celei obținute direct de la sursele de lumină prezentate în capitolul 2) în lumină polarizată;

7) combinația dintre un polarizor liniar și o placă sfert de undă cu axele optice la 45° față de axa de transmisie duce la obținerea unui polarizor circular, dacă lumina este incidentă pe polarizorul liniar;

8) polarizorul circular care produce lumină circular polarizată dreapta are transmitanța egală cu 1,0, dacă lumina circular polarizată dreapta traversează polarizorul în sens invers.

6.3. POLARIZAREA LUMINII PRIN BIREFRINGENȚĂ

Substanțele transparente pot fi categorisite în două tipuri de medii: medii izotrope, în care indicele de refracție este independent de planul de polarizare, și medii anizotrope, în care indicele de refracție depinde, în general, de planul de polarizare; mediile anizotrope sînt birefringente.

Mediile izotrope includ gazele, materialele solide netensionate (vezi cazul celofanului netensionat), lichidele și cristalele din sistemul cubic. Mediile anizotrope includ cristalele din sistemele tetragonal, hexagonal, ortorombic, monoclinic și triclinic, precum și materialele tensionate (vezi cazul celofanului tensionat).

În general, un fascicul de raze de lumină care trece printr-un cristal anizotrop este refractat după două direcții (dublu refractat). Fasciculul incident se împarte în două fascicule emergente, fiecare fascicul fiind liniar polarizat sub un unghi de 90° unul față de altul. Pentru ilustrarea fenomenului, prezentăm în figura 6.8 dubla refracție în cristalul de spat de Islanda.

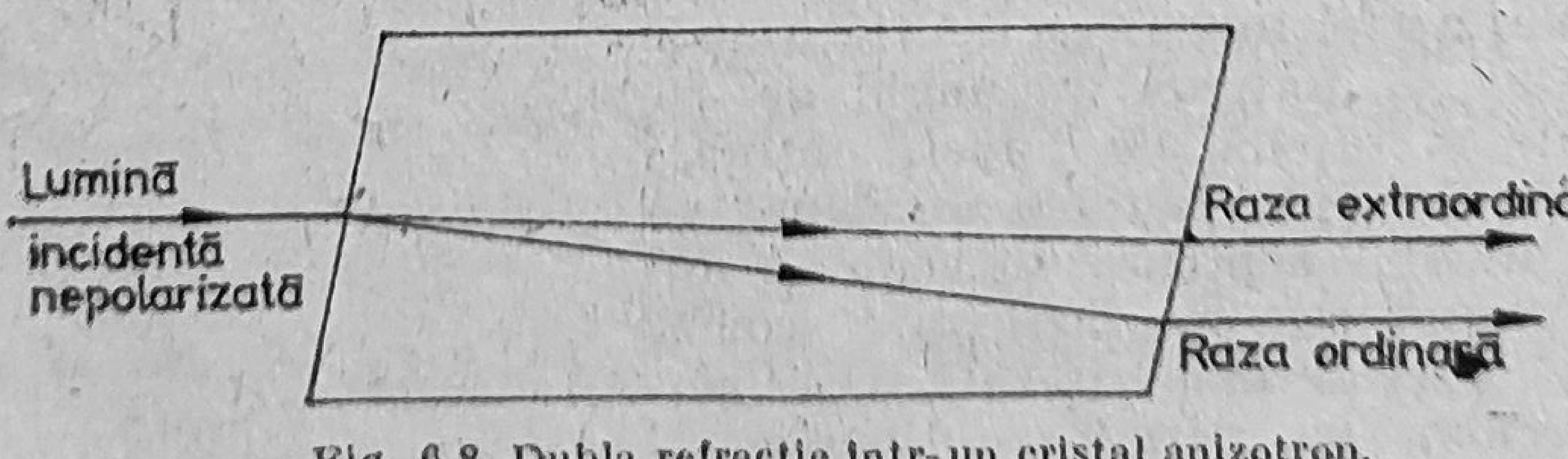


Fig. 6.8. Dubla refracție într-un cristal anizotrop.

Într-un mediu anizotrop pot exista una sau două direcţii în care lumina este transmisă fără să sufere dubla refracţie. Substanţele cu o astfel de direcţie se numesc cristale uniax. Ele cristalizează în sistemul tetragonal sau hexagonal. Substanţele cu două direcţii în care nu apare dubla refracţie se numesc cristale biax. Direcţia (sau direcţiile) în care nu se produce dubla refracţie se numeşte axă optică (axe optice) şi trebuie accentuat că axa optică în acest caz defineşte, mai degrabă, o direcţie.

După cum rezultă din figura 6.8, fasciculului incident de lumină nepolarizată îi corespund două fascicule emergente, reprezentate printr-o rază ordinară şi o rază extraordinară. Raza ordinară este acea rază emergentă care satisface legea refracţiei, a lui Snell. Raza extraordinară nu satisface această lege. Razei extraordinare îi corespunde un indice de refracţie mai mare sau mai mic decît cel corespunzător razei ordinare.

Faptul că indicele de refracţie al unor medii izotrope depinde de planul de polarizare a luminii ne pune la dispoziţie o metodă de a izola o stare de polarizare a luminii incidente nepolarizate de altă stare de polarizare.

Metoda clasică de izolare a unei anumite stări de polarizare a luminii constă în folosirea unui dispozitiv optic numit *prismă Nicol*, a cărei reprezentare este dată în figura 6.9. Indicii de refracţie ai luminii de sodiu corespunzători razei ordinare şi respectiv spatului de Islanda ş balsamului de Canada sînt 1,6585 şi 1,54, iar indicii de refracţie ai luminii de sodiu corespunzători razei extraordinare şi, respectiv, spatului de Islanda şi balsamului de Canada sînt 1,4864 şi 1,54.

După cum se poate vedea, indicele de refracţie al balsamului de Canada, cu care se lipesc cele două părţi ale prismei Nicol, este cuprins între indicii de refracţie corespunzători razei ordinare şi respectiv razei extraordinare. Raza extraordinară este transmisă prin balsam şi prin prismă şi va ieşi în afară aproximativ după direcţia fasciculului incident în timp ce raza ordinară se va reflecta pe suprafaţa balsamului (reflexie totală) şi va fi scoasă afară din fasciculul emergent. Unghiul critic pentru reflexia totală a razei ordinare este de 15°, ceea ce înseamnă că prisma Nicol nu este convenabilă ca polarizor în fascicule de lumină incidentă puternic convergente sau puternic divergente.

Şi raza extraordinară are un unghi limită, dincolo de care ea este reflectată total de stratul de balsam. Acest lucru se datorează variaţiei indicelui de refracţie al spatului de Islanda cu direcţia. Sub un anumit unghi indicele de refracţie al balsamului va fi mai mic decît cel al razei extraordinare. Prisma Nicol se

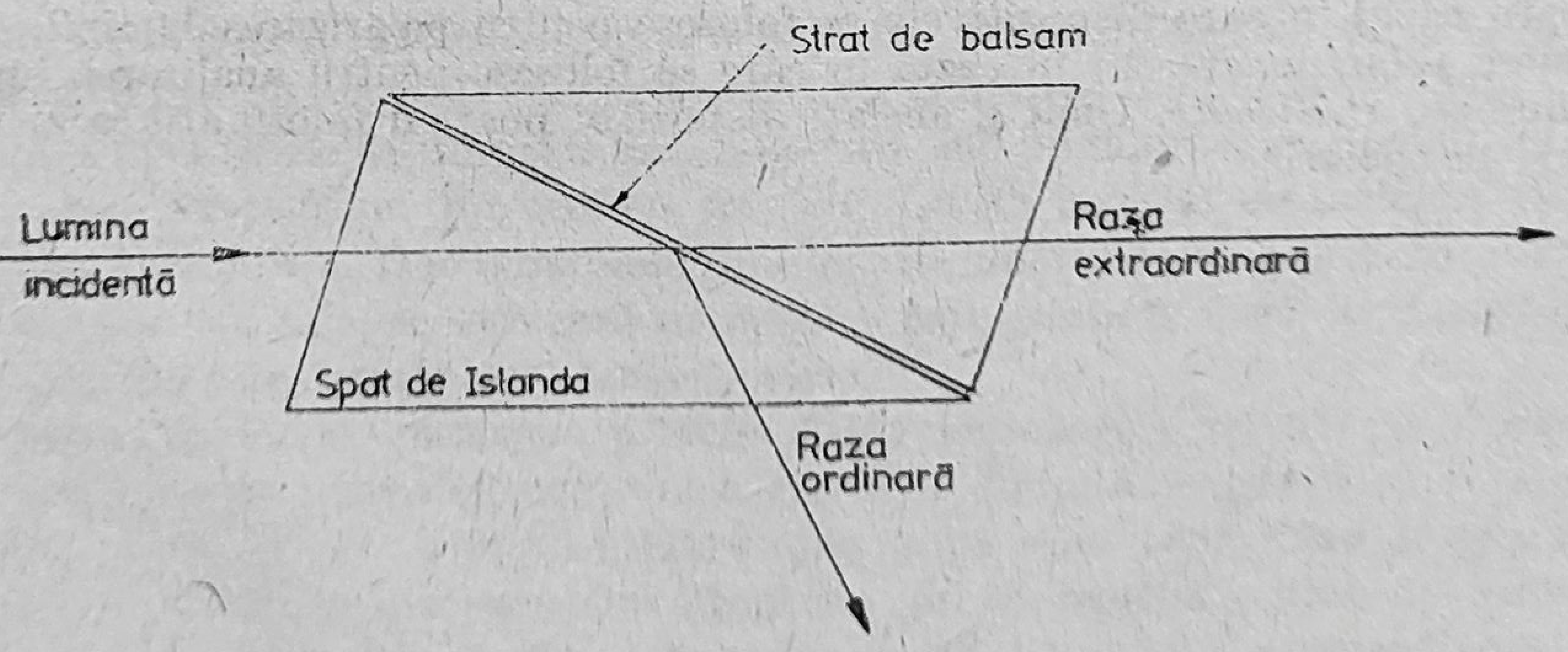


Fig. 6.9. Prisma Nicol.

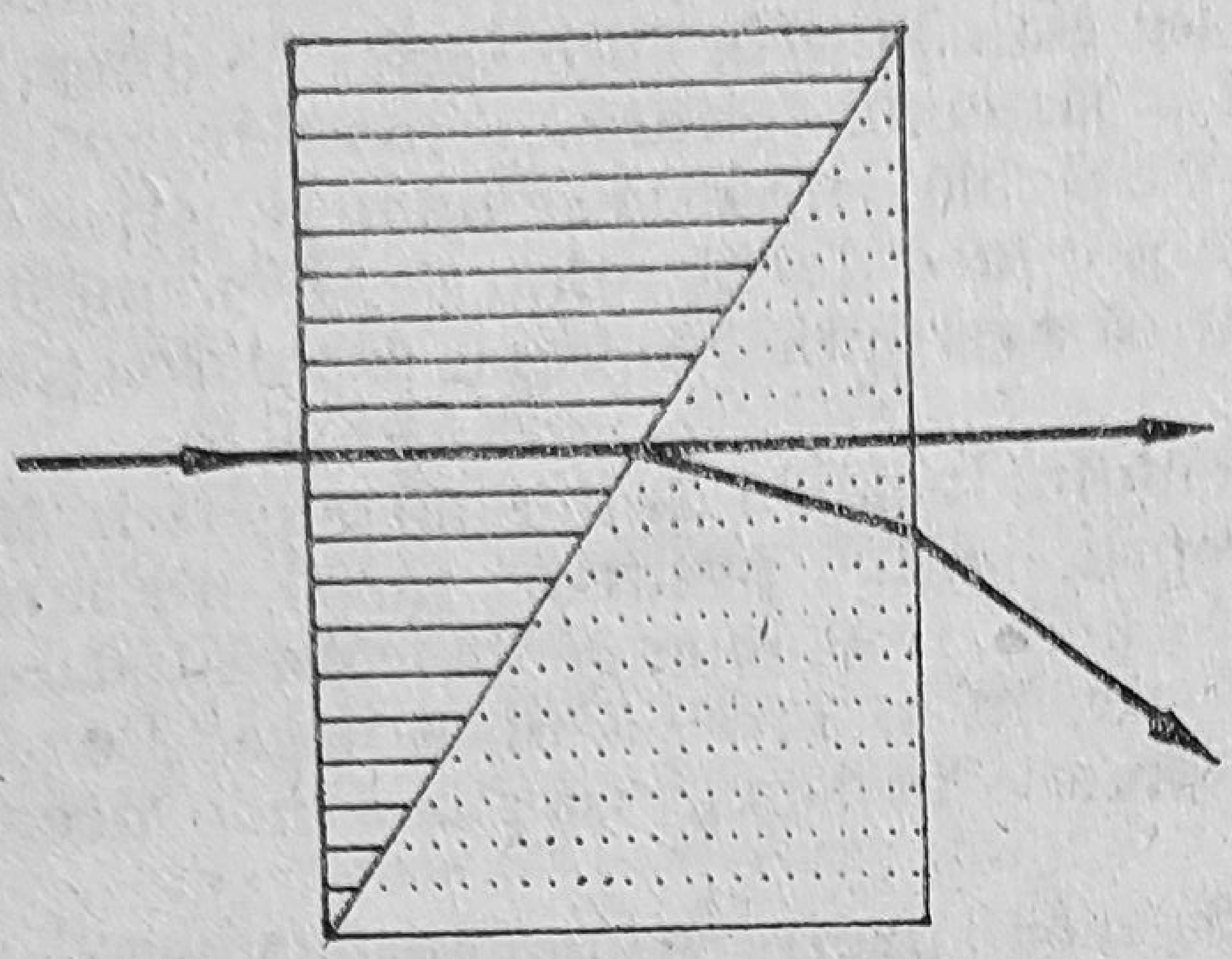


Fig. 6.10. Prismă Rochon.

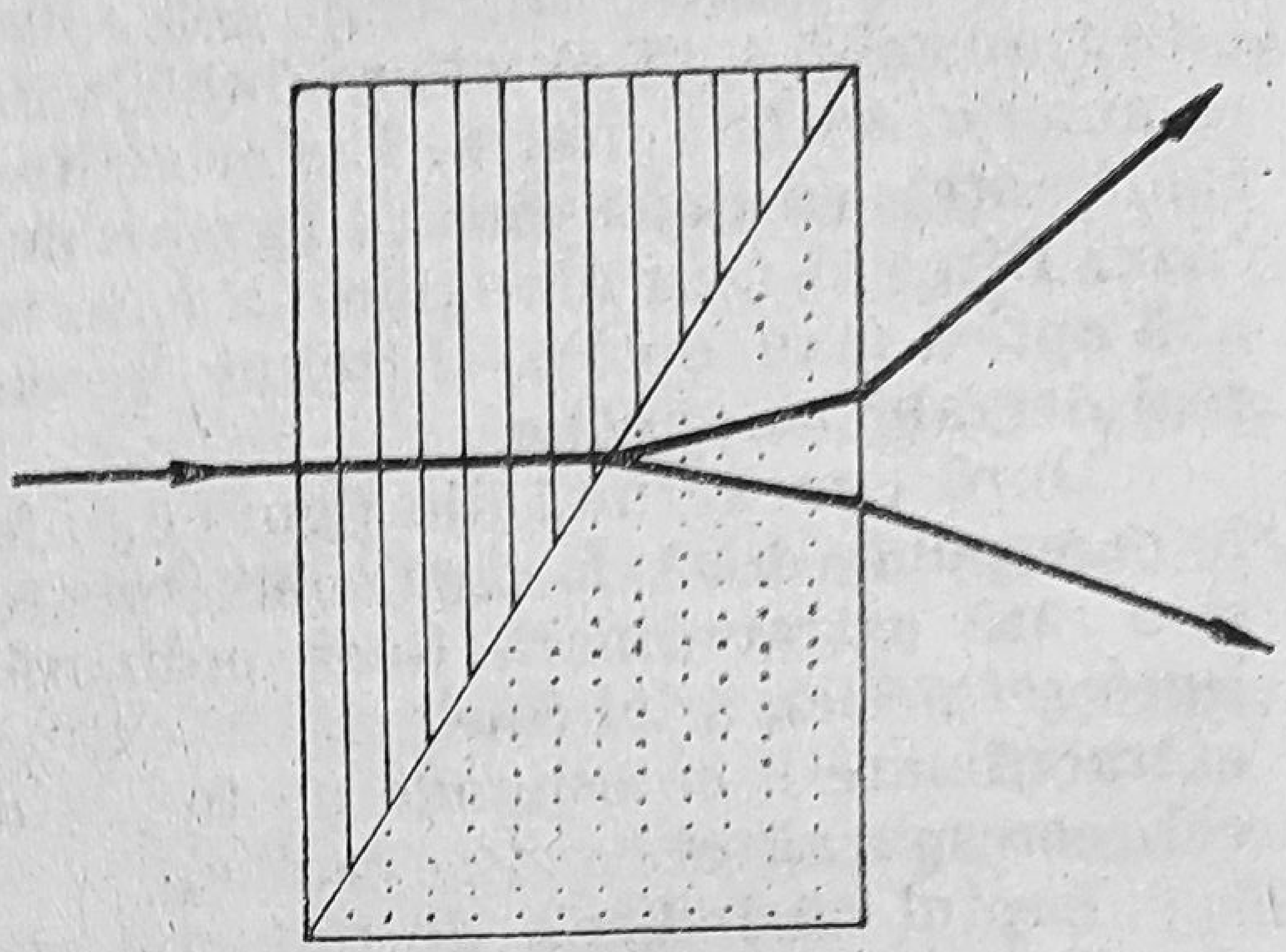


Fig. 6.11. Prismă Wollaston.

construiește astfel, încît unghiul extern limită al razei extraordinare să fie egal cu unghiul extern limită al razei ordinare, valoarea lor fiind de aproximativ 15°. Incidența luminii pe o prismă Nicol este limitată deci de condiția de evitare a transmisiei razei ordinare, pe de o parte, și de condiția de evitare a reflexiei totale a razei extraordinare, pe de altă parte.

În cazul în care se are în vedere separarea reciprocă a celor două stări de polarizare, se folosește sau prisma Rochon (fig. 6.10) sau prisma Wollaston (fig. 6.11). Prisma Rochon deviază raza extraordinară, iar prisma Wollaston deviază ambele raze.

Există și alte prisme, derivate din prisma Nicol, care se folosesc în diferite aplicații practice. Unele dintre acestea sînt construite din materiale mai avantajoase din punct de vedere economic, iar altele permit un cîmp de vedere mai larg. Unele dintre aceste prisme pot fi folosite și pentru domeniul ultraviolet.

Dispozitivele care se folosesc pentru polarizarea luminii pot determina un număr limitat de stări de polarizare, și anume:

1) lumină polarizată liniar (plan);
2) lumină polarizată circular (dreapta sau stînga);
3) lumină polarizată eliptic (dreapta sau stînga);
4) lumină polarizată liniar, cu prezența luminii nepolarizate;
5) lumină polarizată circular, cu prezența luminii nepolarizate;
6) lumină polarizată eliptic, cu prezența luminii nepolarizate.

În cazul în care dispozitivele se folosesc pentru polarizarea luminii, ele se numesc *polarizatoare*, iar în cazul în care se folosesc pentru analizarea luminii se numesc *analizoare*. Unul și același dispozitiv poate fi folosit atît ca analizor cît și ca polarizor.

Capitolul 7

REȚELE DE DIFRACȚIE

Rețeaua de difracție este o suprafață optică plană sau curbă, cu multe trăsături liniare, paralele și echidistante, care acoperă diafragma optică a aparatului optic în care ea se folosește.

Am folosit termenul *trăsături* pentru a atrage atenția că acestea nu sînt nici zgirieturi, nici șanțuri și nici crestături, cum greșit se interpretează de cei mai puțin avizați, ci sînt caneluri cu un profil riguros stabilit care se obțin în condiții tehnice deosebite, cu ajutorul unei mașini speciale de canelat. Dificultățile legate de menținerea aceluiași profil pentru toate canelurile rețelei de difracție, de păstrare a paralelismului canelurilor și de realizare a aceleiași distanțe între canelurile paralele constituie unele dintre cauzele principale care fac ca în lume să existe puține ateliere optice specializate în construcția rețelelor de difracție.

7.1. ASPECTE GENERALE

Principiul de funcționare a rețelelor de difracție, folosite ca dispozitive optice dispersive în cele mai multe spectroscoape, spectrografe și monocromatoare, precum și în alte sisteme optice, a fost descoperit încă din prima parte a secolului al XVIII-lea și are la bază interferența fasciculelor luminoase difractate de trăsăturile rețelei. Pentru ca rețeaua de difracție să funcționeze corect, trebuie ca lungimea de undă a radiației incidente să fie mai mică decît distanța dintre două trăsături consecutive. Lumina incidentă pe suprafața trasată a unei rețele de difracție este reflectată sub unghiuri care depind numai de lățimea trăsăturilor, de profilul trăsăturilor, de unghiul de incidență și de lungimea de undă λ. Descompunînd lumina, în funcție de lungimea de undă λ, în componentele sale, se formează un spectru care poate fi observat, fotografiat sau analizat fotoelectric sau termoelectric.

Deși, așa cum am mai spus, principiul de funcționare a rețelelor de difracție are o vechime de cîteva secole, primele rețele de difracție, capabile să furnizeze spectre foarte pure, au fost obținute abia după anul 1882, cînd Rowland a construit, la Universitatea Johns Hopkins, prima mașină optică de canelat, care permitea obținerea unui număr mare de trăsături, pe o suprafață întinsă.

7.1.1. Rețele plane și rețele concave

În funcție de forma suprafeței optice a rețelelor de difracție, acestea pot fi rețele plane sau rețele concave. În cazul folosirii unui anumit tip de aparat spectral, cel care dorește să-și procure o rețea de difracție trebuie să cunoască tipul de rețea folosit în aparatul respectiv. Dacă însă rețeaua de difracție se folosește într-un sistem optic, care trebuie proiectat, ca, de exemplu, o cavitate rezonantă a unui laser acordabil, trebuie cunoscute avantajele și dezavantajele rețelelor plane și, respectiv, ale rețelelor concave.

În general, se poate spune că rețelele plane de difracție se folosesc în acele sisteme optice care implică analiza prin baleiere a spectrului și în care simpla rotire a rețelei de difracție permite trecerea, prin fanta de ieșire a aparatului, a radiației cu o anumită lungime de undă. Avantajul rețelei plane de difracție față de rețeaua concavă de difracție, în acest mod de lucru, constă în faptul că nu este necesară focalizarea în timpul baleierii spectrului. Rețelele plane se folosesc în aproape toate aparatele cu rețea de difracție, care funcționează în infraroșu, în vizibil și în ultraviolet. Prin îmbunătățirea tehnologiei de obținere a straturilor subțiri cu valori mari ale reflectanței în domeniul 1200 — 2000 Å, rețelele plane au început să fie folosite tot mai mult și în domeniul vacuumului ultraviolet al spectrului.

Un alt avantaj al rețelelor plane față de rețelele concave este acela că montajele cu rețea plană sînt astigmatice, pe cînd cele mai multe montaje cu rețea concavă nu sînt astigmatice. De asemenea, rețelele plane sînt mai ieftine, au dimensiuni mai mari și pot acoperi complet apertura pătrată sau circulară a unui sistem optic.

Rețelele concave sînt preferate însă în aparatele cu citire directă sau fotografică, în care este nevoie ca o mare parte a regiunii spectrului să se afle în focar. De asemenea, rețelele concave sînt preferate în domeniul vacuumului ultraviolet, chiar și în cazul aparatelor folosite pentru înregistrarea spectrului prin baleiere, aceasta pentru a evita folosirea oglinzilor și lentilelor necesare focalizării spectrului. În toate cazurile rețelele plane necesită o optică de focalizare suplimentară.

7.1.2. Rețele transparente de difracție

După ce s-a ales tipul rețelei de difracție în funcție de forma suprafeței optice, trebuie avut în vedere mai departe dacă rețeaua de difracție trebuie sau nu trebuie să fie transparentă. Rețelele transparente de difracție pot fi folosite atît în domeniul vizibil al spectrului cît și în domeniul ultraviolet.

Rețelele transparente de difracție au fost și sînt folosite curent pentru fotografierea spectrelor stelelor, meteoriților sau rachetelor cosmice care reintră în atmosferă. Folosind un aparat de fotografiat adecvat, cu rețeaua de difracție așezată în fața teleobiectivului, se poate obține un spectrograf capabil să înregistreze spectrele obiectelor îndepărtate. Deoarece obiectele studiate se află la distanțe mari, lumina incidentă pe suprafața rețelei de difracție este paralelă, iar obiectul însuși acționează ca fantă de intrare și ca colimator pentru sistem.

Pînă nu demult rețelele transparente de difracție erau limitate ca posibilități de folosire pînă la lungimi de undă nu mai mici de 3000 Å. Progresul făcut în obținerea materialelor optice (vezi capitolul 2) a permis construcția unor rețele transparente de difracție, care pot fi folosite pînă la lungimi de undă de aproximativ 2000 Å.

7.1.3. Livrarea rețelelor de difracție. Aria trasată

În practica comercială se obișnuiește ca fiecare rețea de difracție să fie însoțită de o fișă tehnică în care se specifică, pe lîngă numărul rețelei, și alte caracteristici de importanță esențială pentru modul în care trebuie folosită rețeaua de difracție. Numărul rețelei este important pentru ca, în caz de defecțiuni ale calității rețelei, să se identifice imediat mașina optică folosită pentru trasarea suprafeței optice a rețelei și să se intervină asupra acesteia, în sensul de a corecta erorile pe care le face. Specificarea razei de curbură permite cunoașterea tipului de rețea de difracție, plană sau concavă. În cazul tuturor rețelelor plane raza de curbură este infinită.

Numărul de trăsături pe milimetru ne permite să aflăm distanța d dintre două trăsături consecutive, numită și constanta rețelei de difracție. Denumirea are la bază condiția ca trăsăturile să fie liniare, paralele și echidistante, în orice porțiune a ariei cu trăsături a rețelei de difracție. Considerînd cazul real al unei rețele de difracție cu 1200 trăsături/mm, vom obține o constantă a rețelei egală cu 8333, (3) Å, care trebuie interpretată în sensul că radiația cu lungimea de undă mai mare decît 10 000 Å, de exemplu, nu mai poate fi analizată cu o astfel de rețea de difracție. Cînd constanta d a rețelei de difracție este mult mai mică decît lungimea de undă a luminii, rețeaua de difracție acționează ca o oglindă, mai mult reflectînd lumina decît dispersînd-o.

Dimensiunile suportului rețelei de difracție se exprimă în milimetri, cunoașterea lor fiind necesară pentru montarea rețelei de difracție în sistemul optic. De exemplu, indicația 40×60 înseamnă că lungimea suportului este de 40 mm, iar lățimea sa este de 60 mm (grosimea suportului nu este, de regulă, specificată).

Aria rulată a rețelei de difracție definește aria suprafeței optice cu trăsături. Indicația de forma 38×58 din fișa tehnică a rețelei de difracție înseamnă că lungimea unei trăsături este de 38 mm, iar acestea se întind pe o lățime de 58 mm. Primul număr exprimă deci lungimea trăsăturilor, dată în milimetri, iar cel de al doilea număr exprimă lățimea suprafeței cu trăsături. Se obișnuiește ca în practică aria cu trăsături să fie ceva mai mare decît aria specificată în fișa tehnică care însoțește rețeaua de difracție, aceasta pentru a permite o mai bună centrare a rețelei în sistemul optic. Mai remarcăm și faptul că aria cu trăsături este mai mică decît aria suportului rețelei. Motivul este și acela că *se interzice cu desăvîrșire atingerea ariei cu trăsături cu orice fel de corp*. Se întîlnesc situații cînd persoane neavizate pun mîna pe suprafața rulată sau apucă rețeaua de difracție neglijent atingînd și suprafața rulată, ceea ce duce la modificarea proprietăților optice ale rețelei de difracție și la apariția fenomenelor parazite.

O rețea de difracție perfectă este o splendoare, o frumusețe, cu o mulțime de culori scînteietoare și cu suprafața oglinzii dată de suprafața netrasată foarte strălucitoare. Calitatea imaginii unei astfel de rețele de difracție, specificată uneori în fișa tehnică, trebuie menținută neschimbată. Invocarea motivului că sîntem curați pe mîini și putem apuca rețeaua prin atingerea suprafeței cu trăsături este o concepție pe cît de neavenită pe atît de periculoasă. Amprentele care se imprimă fără excepție în astfel de situații modifică mult calitățile rețelei de difracție, iar înlăturarea lor este un proces foarte complicat care trebuie realizat numai de persoane foarte specializate în practica rețelelor de difracție. Chiar și un bun optician poate compromite rețeaua de difracție încercînd să curețe suprafața cu trăsături a acesteia. Chiar cu riscul de a ne repeta, insistăm în

recomandarea de a nu atinge sub nici o formă suprafaţa reţelei de difracţie şi de a nu încerca să o curăţăm dacă, cu regret, acest lucru a fost făcut.

Alte caracteristici, care sînt cuprinse în fişa tehnică, primită odată cu reţeaua de difracţie, se referă la unghiul de incizie sau mai corect, unghiul corespunzător unei luminozităţi intense şi la „fantomele" care pot apărea, caracteristici pe care le vom analiza după prezentarea ecuaţiei reţelei de difracţie.

7.2. TEORIA ŞI PRACTICA REŢELEI DE DIFRACŢIE

Considerăm că, în linii mari, cititorul cunoaşte principiul de funcţionare a reţelei de difracţie, ceea ce înseamnă cunoaşterea fenomenelor de interferenţă şi de difracţie a undelor, în general, şi a undelor luminoase în particular. Datele incluse în acest paragraf au scopul de a-l informa pe cititor asupra modului în care trebuie să ţină seama de caracteristicile reţelelor de difracţie, în folosirea lor practică.

7.2.1. Ecuaţia reţelei de difracţie

Fie o reţea de difracţie plană, a cărei secţiune transversală este de forma prezentată schematic în figura 7.1, care funcţionează prin reflexie, şi fie un fascicul paralel de lumină, incident, sub unghiul α, pe suprafaţa optică a reţelei de difracţie. Considerăm că razele paralele de lumină 1, 2, 3, ..., ale fasciculului luminos incident sînt difractate de suprafeţele trăsăturilor sub unghiul de difracţie β, determinînd razele paralele de lumină difractată 1', 2', 3', ... Fie $\overline{F_1F_2F_3}$ frontul de undă al fasciculului de lumină incident şi fie

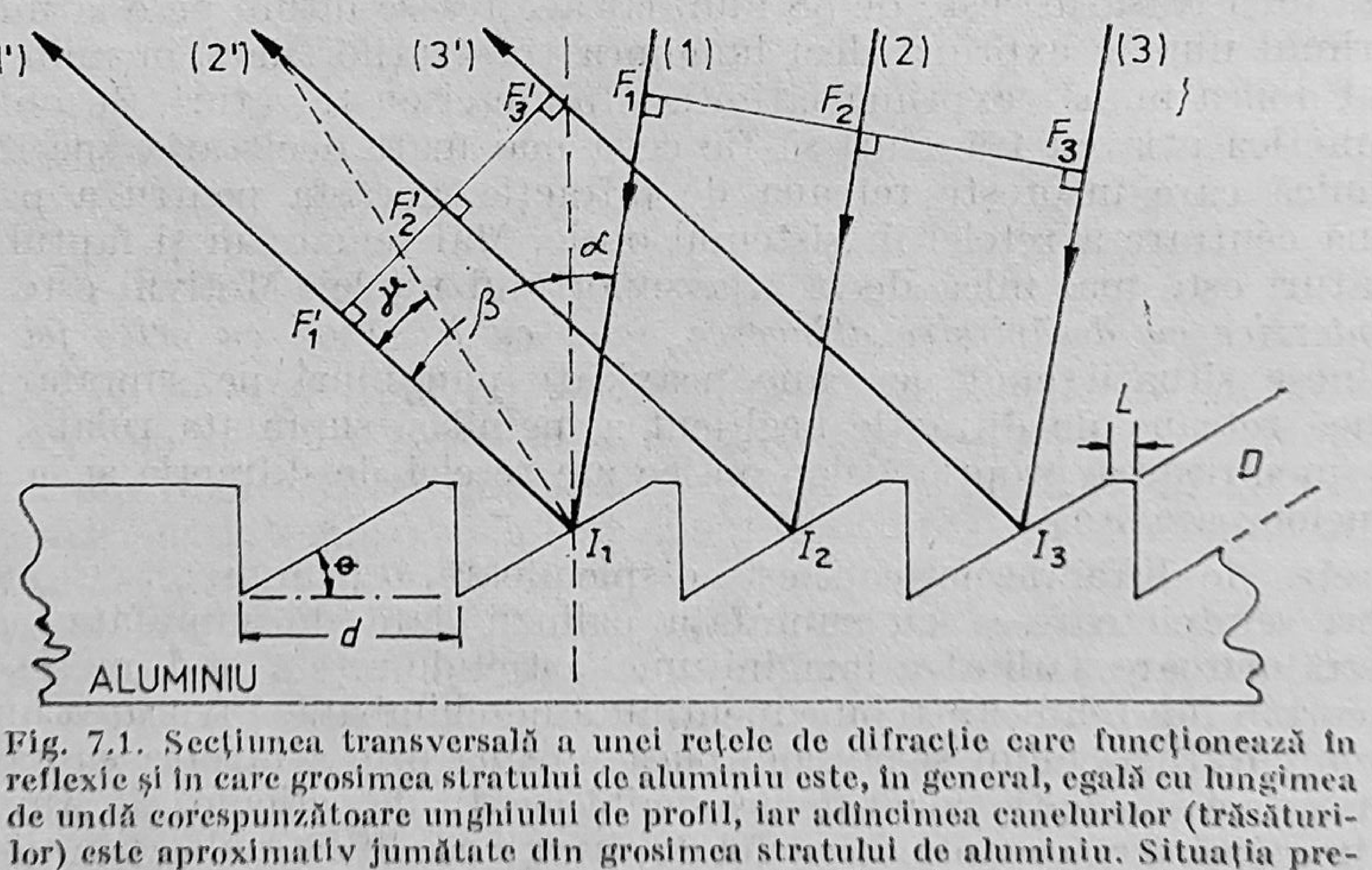


Fig. 7.1. Secţiunea transversală a unei reţele de difracţie care funcţionează în reflexie şi în care grosimea stratului de aluminiu este, în general, egală cu lungimea de undă corespunzătoare unghiului de profil, iar adîncimea canelurilor (trăsăturilor) este aproximativ jumătate din grosimea stratului de aluminiu. Situaţia prezentată corespunde, aproximativ, unei reţele de difracţie cu 1 200 trăsături/mm, trasată sub un profil căruia îi corespunde lungimea de undă de 750 nm. Semnificaţia notaţiilor este: D — adîncimea canelurilor, L — lăţimea suprafeţei dintre două trăsături, α — unghiul de incidenţă, β — unghiul de difracţie, γ — unghiul de reflexie, θ — unghiul de profil.

$\overline{F_1'F_2'F_3'}$ frontul de undă al fasciculului de lumină difractat. Pe suprafaţa frontului de undă toate undele luminoase sînt în fază.

Diferenţa de drum optic, corespunzătoare la două raze de lumină consecutive 1 şi 2, 2 şi 3, ..., raportată la suprafaţa frontului de undă $\overline{F_1F_2F_3}$ şi la punctele de incidenţă I_1, I_2, I_3, ..., este d sinα, d fiind constanta reţelei de difracţie, iar α unghiul de incidenţă format de razele incidente cu normala la suprafaţa optică a reţelei de difracţie. Considerînd mai departe razele de lumină difractate 1′, 2′, 3′, ..., diferenţa de drum optic, corespunzătoare la două raze de lumină consecutive, 1′ şi 2′, 2′ şi 3′, ..., raportată la suprafaţa frontului de undă $\overline{F_1'F_2'F_3'}$ şi la punctele de incidenţă I_1, I_2, I_3, ..., este d sinβ, β fiind unghiul de difracţie a luminii de către trăsăturile reţelei de difracţie.

Diferenţa de drum optic corespunzătoare la două raze de lumină consecutive, raportată la suprafaţa frontului de undă $\overline{F_1F_2F_3}$ şi la suprafaţa frontului de undă $\overline{F_1'F_2'F_3'}$ este deci $d(\sin\alpha + \sin\beta)$. Dacă în locul reţelei de difracţie prin reflexie am fi folosit o reţea de difracţie transparentă, diferenţa corespunzătoare de drum optic ar fi fost $d(\sin\alpha - \sin\beta)$, deci, în general, diferenţa de drum optic este

$$\delta = d(\sin\alpha \pm \sin\beta), \tag{7.1}$$

semnul plus corespunzînd cazului reţelelor de difracţie care funcţionează prin reflexie, iar semnul minus corespunzînd cazului reţelelor de difracţie care funcţionează prin transmisie. Altfel spus, semnul plus corespunde situaţiei în care razele de lumină incidentă şi razele de lumină difractată sînt situate de aceeaşi parte a reţelei de difracţie, iar semnul minus corespunde situaţiei în care razele de lumină incidentă şi razele de lumină difractată sînt situate de părţi opus ale reţelei de difracţie.

Cînd diferenţa de drum optic, δ, corespunzătoare unei anumite lungimi de undă, λ, a luminii incidente, este egală cu un număr întreg de lungimi de undă λ, undele luminoase de pe suprafaţa frontului de undă $\overline{F_1'F_2'F_3'}$ sînt în fază, iar interferenţa acestor unde luminoase este constructivă, spre deosebire de cazul interferenţei destructive, care apare atunci cînd $\delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda$, unde $k = 0, 1, 2, \ldots$. Pentru o anumită lungime de undă λ a radiaţiei incidente şi pentru o valoare dată a unghiului de incidenţă α, există o singură valoare a unghiului de difracţie β, corespunzător căreia undele luminoase difractate sînt în fază peste întregul front de undă.

În situaţia interferenţei constructive, numărul de lungimi de undă, λ, corespunzător diferenţei de drum optic este un număr întreg m şi se numeşte *ordin de interferenţă*. În funcţie de ordinul de interferenţă, m, de lungimea de undă, λ, a radiaţiei, de constanta d a reţelei de difracţie, de unghiul de incidenţă α, şi de unghiul de difracţie β, ecuaţia reţelei de difracţie se scrie sub forma

$$m\lambda = d(\sin\alpha \pm \sin\beta). \tag{7.2}$$

Folosind această ecuaţie, putem calcula unghiul de difracţie, β, al unui anumit ordin de interferenţă corespunzător radiaţiei incidente sub unghiul α şi cu lungimea de undă λ. Cînd ordinul de interferenţă este egal cu zero ($m = 0$), unghiul de incidenţă α este egal cu unghiul de difracţie β ($\alpha = \beta$), iar reţeaua de difracţie se comportă ca o oglindă, toate lungimile de undă ale luminii incidente suprapunîndu-se în ordinul zero de difracţie.

Pentru toate celelalte ordine de interferență ($m \neq 0$) valoarea unghiului de difracție β, corespunzător unui anumit ordin de interferență, depinde de lungimea de undă λ. Rețeaua de difracție formează deci spectrul de difracție al luminii incidente, diferitele lungimi de undă prezente în lumina incidentă fiind difractate sub unghiuri diferite.

Din punct de vedere practic, aria trasată a rețelei de difracție trebuie să fie suficient de mare pentru a intercepta toată lumina incidentă, chiar și în cazul unei incidențe unghiulare limită. De exemplu, dacă notăm cu h dimensiunea liniară a secțiunii transversale a unui fascicul de lumină, aria trasată trebuie să aibă înălțimea h, iar lățimea w trebuie să fie

$$w = \frac{h}{\cos \alpha_{max}},$$

unde α_{max} este valoarea maximă a unghiului de incidență. Dacă dimensiunile ariei trasate, specificate în fișa tehnică, sînt mai mici decît h și, respectiv, w, intensitatea luminoasă din spectru va fi mult micșorată pe seama creșterii intensității luminii care apare în ordinul zero de interferență.

7.2.2. Dispersia

Una dintre concluziile prezentate în subparagraful precedent a fost că, pentru o aceeași valoare a unghiului de incidență α, valoarea unghiului de difracție β, corespunzător unui anumit ordin de interferență, m, depinde de lungimea de undă λ a radiației incidente. Această concluzie ne permite să diferențiem ecuația rețelei (7.2) și să obținem dispersia unghiulară

$$\frac{\partial \beta}{\partial \lambda} = \frac{m}{d \cos \beta}. \tag{7.3}$$

Teoretic pare posibil deci să obținem valori mari ale dispersiei, chiar și în ordinul unu, folosind rețele de difracție cu d foarte mic, ceea ce înseamnă un număr foarte mare de trăsături pe milimetru. Practica arată însă că dispersia rețelelor de difracție este limitată de cel puțin doi factori. Primul dintre aceștia este definit de situația reală că nici unghiul de incidență α și nici unghiul de difracție β nu pot avea valori mai mari de 90°. Cel de-al doilea este definit de condiția ca distanța dintre două trăsături consecutive să nu fie mult prea mică în raport cu lungimea de undă a luminii. Cînd constanta rețelei este mică în comparație cu lungimea de undă λ, rețeaua de difracție se comportă ca o oglindă, mai mult reflectînd lumina decît să o disperseze.

Folosirea rețelei de difracție în ordinul unu trebuie făcută cu respectarea condiției ca valoarea constantei rețelei să nu fie mult mai mică decît lungimea de undă a luminii incidente; în caz contrar, cea mai mare parte a luminii incidente se regăsește în ordinul zero. Consecința imediată a acestei condiții este că unghiul de incizie a trăsăturilor corespunzător unei luminozități mari nu poate fi mult mai mare de 30° (vezi secțiunea 7.2.4), dacă rețeaua de difracție se folosește în ordinul unu. Desigur că atît dispersia rețelei de difracție cît și puterea de rezoluție pot fi crescute, dacă se lucrează în ordine superioare, sub unghiuri mai mari.

În cazul rețelelor transparente de difracție, numărul maxim de trăsături pe milimetru este limitat de faptul că, pe măsură ce unghiul de difracție, β, se apropie de unghiul de profil, θ, al trăsăturilor, tot mai multă lumină se

pierde prin reflexie internă. Sub incidență normală, unghiul maxim de incizie, θ, corespunzător unei luminozități ridicate, este de aproximativ 38°, dacă indicele de refracție al materialului optic din care este confecționată rețeaua de difracție este egal cu 1,566. Rezultă astfel că limita superioară a numărului de trăsături pe milimetru este de 900/mm, în cazul rețelelor transparente de difracție, care se folosesc pentru dispersia luminii.

7.2.3. Puterea de separare

Ca și în cazul prismei (vezi expresiile (4.29) — (4.31)), o altă caracteristică importantă a rețelei de difracție este puterea de separare (sau puterea de rezolvare), definită de Rayleigh drept capacitatea rețelei de difracție de a separa două linii adiacente din spectru și exprimată matematic prin $\lambda/\Delta\lambda$, unde $\lambda + \Delta\lambda$ este lungimea de undă a liniei spectrale care încă mai poate fi deosebită în linia spectrală cu lungimea de undă λ.

În funcție de numărul total N de trăsături, de constanta rețelei de difracție, d, de lungimea de undă a radiației incidente, λ, de unghiul de incidență α și de unghiul de difracție β, puterea de separare a rețelei de difracție este dată de expresia

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{Nd\ (\sin\alpha \pm \sin\beta)}{\lambda}. \tag{7.4}$$

Observăm că puterea de separare a unei rețele de difracție este cu atît mai mare, cu cît numărul total N de trăsături este mai mare, pentru o aceeași constantă a rețelei, și cu cît unghiul de incidență α este mai mare. Din punct de vedere practic obținerea unei rezoluții înalte, cu ajutorul rețelelor de difracție, depinde de calitatea optică a suprafeței rețelei, de uniformitatea spațială a trăsăturilor și de optica asociată rețelei de difracție în cadrul sistemului optic în care aceasta este folosită. Orice abatere de la planeitatea rețelei de difracție plană sau de la sfericitatea rețelei de difracție concavă conduce invariabil la micșorarea puterii de rezoluție.

Expresia (7.4), care definește puterea de separare a rețelei de difracție, arată că teoretic aceasta poate fi făcută oricît de mare dacă numărul N de trăsături crește (pentru o aceeași constantă a rețelei). Din punct de vedere practic, însă lățimea w a rețelei de difracție nu poate fi făcută mult prea mare. Combinînd expresiile (7.2) și (7.4), obținem

$$m\lambda = w(\sin\alpha \pm \sin\beta)/N. \tag{7.5}$$

Încă la începutul acestui secol Michelson a arătat limitele puterii de separare ale rețelei de difracție. Deoarece $(\sin\alpha \pm \sin\beta)$ poate lua valoarea maximă egală cu 2, valoarea maximă a puterii de separare a unei relețe de difracției, este

$$\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)_{max} = \frac{2w}{\lambda}. \tag{7.6}$$

De exemplu, în cazul unei rețele de difracție cu lățimea egală cu 150 mm (o valoare foarte mare, aproape de limită), puterea de separare maximă este egală cu 600 000, în cazul unei lungimi de undă de 500 mm.

7.2.4. Unghiul de trasare a canelurilor (unghiul de profil)

Distribuția luminii în diferitele ordine ale rețelei de difracție depinde de profilul microscopic al trăsăturilor. Dacă suprafața profilului trăsăturilor, pe care lumina se difractă, este plană, atunci putem concentra energia luminii difractate într-o direcție dorită, dacă reușim să controlăm unghiul de profil, θ, al trăsăturilor (vezi figura 7.1). Unghiul respectiv va corespunde unei luminozități ridicate a regiunii unghiulare alese.

Modul prin care se reușește să se obțină acest lucru se numește trasarea canelurilor rețelei, iar unghiul θ, corespunzător, poartă denumirea de *unghi de profil*.

Lungimea de undă corespunzătoare căreia unghiul de reflexie γ, de la suprafața trăsăturii, este același cu unghiul de difracție β, poartă denumirea de *lungime de undă corespunzătoare unghiului de profil*. De obicei această lungime de undă este menționată ca *lungime de undă de ordinul unu*, deși rețeaua de difracție este trasată și pentru ordinele doi și trei.

Se obișnuiește să se calculeze și să se specifice unghiul de profil și lungimea de undă a unghiului de profil considerînd că unghiul de incidență este asemenea cu unghiul de difracție. Procedeul, denumit *operația Littrow*, conduce la următoarea expresie a ecuației rețelei de difracție

$$m\lambda = 2d \sin \beta, \tag{7.7}$$

iar cînd unghiul β este egal cu unghiul de profil θ, lungimea de undă a unghiului de profil pentru ordinul unu este

$$\lambda_G = 2d \sin \theta. \tag{7.8}$$

Alte procedee, diferite de operația Littrow, folosesc alte relații unghiulare. De exemplu, folosirea ecuației complete a rețelei de difracție, $m\lambda_G = d(\sin\alpha \pm \pm \sin\beta)$, conduce la următoarea expresie a unghiului de profil

$$\theta = (\alpha \pm \beta)/2. \tag{7.9}$$

Cunoscînd lungimea de undă a unghiului de profil, λ_G, în condițiile $\alpha = \beta$, putem afla lungimea de undă a unghiului de profil pentru orice altă combinație a unghiurilor α și β, folosind expresia

$$\lambda'_G = \lambda_G \cos[(\alpha' - \beta')/2] = \lambda_G \cos \frac{1}{2}\delta, \tag{7.10}$$

unde δ este unghiul dintre raza incidentă și raza difractată sub unghiul de difracție egal cu unghiul de profil. De exemplu, dacă o rețea de difracție este trasată pentru lungimea de undă de 7 500 Å, cînd $\alpha = \beta$, ea este trasată și pentru lungimea de undă de 6 459 Å, cînd diferența dintre unghiurile α și β este egală cu 60°. Cînd unghiul dintre raza incidentă și raza difractată este de 90°, lungimea de undă a unghiului de profil devine egală cu 5 303 Å.

O rețea de difracție cu un anumit profil al trăsăturilor va difracta mai mult de 88% din energia luminii incidente în ordinul de interferență care se află sub unghiul de profil. Domeniul lungimilor de undă convenabil pentru ordinul unu se întinde de la două treimi din valoarea lungimii de undă a unghiului de profil pînă la de două ori valoarea lungimii de undă a unghiului de profil. Pentru ordine superioare, domeniul convenabil se întinde de la două treimi din λ_G pînă la trei doimi din λ_G, lungimea de undă a unghiului de profil,

λ_G, corespunzînd ordinului de difracție considerat. Lungimea de undă a unghiului de profil de orice ordin poate fi obținută cu ajutorul expresiei (7.7), dacă se cunoaște lungimea de undă a unghiului de profil de ordinul unu.

7.2.5. Erori accidentale

Liniile spectrale parazite care își au originea în existența unei erori periodice, care apare la trasarea distanței dintre caneluri, eroare datorată mașinii optice de trasat, se numesc *fantome Rowland*. De obicei, aceste linii sînt situate simetric în raport cu linia principală, la o distanță spectrală care depinde de pasul erorii. Responsabil de apariția fantomelor Rowland este șurubul de precizie al mașinii de trasat, al cărui pas nu este constant sau ale cărui lagăre introduc erorile amintite. Consecința este că poziția fantomelor față de linia principală depinde de numărul de trăsături realizate la o rotație completă a șurubului de precizie. De exemplu, dacă pasul șurubului mașinii de trasat este de 2 mm, iar numărul de trăsături pe milimetru este de 1 200/mm, ne putem aștepta ca fantomele să apară la $\pm$ (1/2 400)λ, în primul ordin, sau la multiplii întregi ai acestei valori.

Pentru o amplitudine dată a curbei de eroare, intensitatea luminoasă a fantomelor crește cu pătratul ordinului de interferență în care se observă linia principală. În general, pentru a calcula raportul dintre intensitatea luminoasă a liniei spectrale, I_P, observată în ordinul m, și intensitatea luminoasă a fantomelor care o însoțesc, I_F, se folosește expresia

$$\frac{I_P}{I_F} = \lambda^2 m^2 e^2/d^2, \tag{7.11}$$

unde cu e am notat amplitudinea erorii sinusoidale de trasare. În cazul unei rețele de difracție cu 1 200 trăsături/mm și cu o amplitudine a erorii sinusoidale de 0,01 μm, intensitatea fantomelor care însoțesc linia principală în ordinul unu reprezintă 0,14% din intensitatea luminoasă a liniei principale.

Cînd fantomele apar la distanțe mari de liniile principale, ele se numesc fantome Lyman. Spre deosebire de fantomele Rowland, fantomele Lyman își au originea într-o periodicitate a erorii de trasare a cîtorva caneluri. Cunoscînd periodicitatea putem afla și originea erorii.

Dacă eroarea de trasare nu este continuă, ca în cazul fantomelor Rowland, ci este localizată numai în anumite regiuni ale rețelei de difracție, linia principală este însoțită de sateliți care pot fi atît de mulți, încît mai sînt numiți și „iarbă". Poziția sateliților este foarte apropiată de a liniilor principale. Prezența a unuia sau doi sateliți poate fi înlăturată mascînd regiunea din suprafața rețelei care produce apariția lor.

7.3. TRASAREA, DUPLICAREA ȘI TESTAREA REȚELELOR DE DIFRACȚIE

După ce piesa brută de sticlă a fost prelucrată, astfel încît să poată constitui suportul rețelei de difracție, operațiile de continuare a procesului tehnologic depind de tipul rețelei de difracție și de modul de funcționare a rețelei de difracție. În cazul rețelelor transparente de difracție, materialul optic folosit

trebuie să fie transparent în domeniul lungimilor de undă dorit. În cazul rețelelor prin reflexie se continuă prepararea suprafeței optice a rețelei prin depunerea unor straturi subțiri (vezi secțiunea 4.2.3) care să asigure o reflexie foarte bună a luminii. Materialele folosite de obicei pentru obținerea straturilor subțiri sînt aluminiul și aurul. Operația de obținere a straturilor subțiri, deși la îndemîna oricui, la prima vedere, reprezintă în cazul rețelelor de difracție una dintre operațiile cele mai complexe, alături de operația de trasare.

7.3.1. Trasarea rețelelor de difracție

Trasarea rețelelor de difracție este cea mai precisă operație mecanică continuă cunoscută pînă acum. Operația de trasare se realizează cu ajutorul unor mașini speciale, care, folosind un cuțit cu diamant de o formă convenabilă, exercită asupra suprafeței rețelei o presiune suficient de mare ca, prin deplasarea diamantului, să poată fi șlefuit în metal profilul dorit al trăsăturii (canelului). În unele mașini diamantul este fix, iar corpul rețelei de difracție se mișcă. Șuruburi de precizie speciale, controlate interferometric, asigură realizarea unei distanțe constante între trăsăturile liniare și paralele. Protecția operației față de vibrații și în special față de variațiile de temperatură este o problemă esențială în asigurarea succesului ei. Temperatura în laboratorul de lucru trebuie să rămînă constantă, în tot timpul operației, cu o toleranță de 0,005°C. Simpla atingere cu mîna, a diamantului, în timpul reglării, necesită lăsarea mașinii aproximativ o zi pentru a-și reveni la temperatura constantă de lucru.

7.3.2. Duplicarea rețelelor de difracție

O mașină de trasat nu poate produce mai mult de aproximativ 75 rețele de difracție într-un an. Cum numărul necesar de rețele de difracție este considerabil mai mare, rezultă necesitatea folosirii unui număr foarte mare de mașini de trasat. O cale mult mai economicoasă este de a obține rețele de difracție prin duplicarea rețelelor etalon.

Procedeul de duplicare a rețelelor de difracție este reprezentat schematic în figura 7.2. Rețelele replică prezintă frecvent o eficiență mai mare decît rețelele de difracție etalon din care au fost obținute.

7.3.3. Testarea rețelelor de difracție

Testarea rețelelor de difracție are un dublu scop; pe de o parte, se controlează indirect forma de lucru a mașinii de trasat, iar pe de altă parte, se controlează calitatea rețelei de difracție avîndu-se în vedere puterea de rezoluție, energia transmisă de rețea în liniile spectrului și puritatea spectrală și omogenitatea luminii într-o linie spectrală.

O mașină de trasat nu poate produce două rețele de difracție identice, cum dealtfel nu poate produce nici rețele de difracție pure. Împreună cu liniile spectrului de difracție, prezis de teorie, „convețuiesc" linii parazite și lumină parazită, așa-numitele fantome, care, dacă nu pot fi eliminate în întregime, trebuie reduse, astfel încît să aibă o perturbație minimă asupra spectrului principal de difracție. Variația progresivă a constantei rețelei de difracție determină lărgirea liniilor spectrale și are ca efect scăderea puterii de rezoluție.

trebuie să fie transparent în domeniul lungimilor de undă dorit. În cazul rețelelor prin reflexie se continuă prepararea suprafeței optice a rețelei prin depunerea unor straturi subțiri (vezi secțiunea 4.2.3) care să asigure o reflexie foarte bună a luminii. Materialele folosite de obicei pentru obținerea straturilor subțiri sînt aluminiul și aurul. Operația de obținere a straturilor subțiri, deși la îndemîna oricui, la prima vedere, reprezintă în cazul rețelelor de difracție una dintre operațiile cele mai complexe, alături de operația de trasare.

7.3.1. Trasarea rețelelor de difracție

Trasarea rețelelor de difracție este cea mai precisă operație mecanică continuă cunoscută pînă acum. Operația de trasare se realizează cu ajutorul unor mașini speciale, care, folosind un cuțit cu diamant de o formă convenabilă, exercită asupra suprafeței rețelei o presiune suficient de mare ca, prin deplasarea diamantului, să poată fi șlefuit în metal profilul dorit al trăsăturii (canelului). În unele mașini diamantul este fix, iar corpul rețelei de difracție se mișcă. Șuruburi de precizie speciale, controlate interferometric, asigură realizarea unei distanțe constante între trăsăturile liniare și paralele. Protecția operației față de vibrații și în special față de variațiile de temperatură este o problemă esențială în asigurarea succesului ei. Temperatura în laboratorul de lucru trebuie să rămînă constantă, în tot timpul operației, cu o toleranță de 0,005°C. Simpla atingere cu mîna, a diamantului, în timpul reglării, necesită lăsarea mașinii aproximativ o zi pentru a-și reveni la temperatura constantă de lucru.

7.3.2. Duplicarea rețelelor de difracție

O mașină de trasat nu poate produce mai mult de aproximativ 75 rețele de difracție într-un an. Cum numărul necesar de rețele de difracție este considerabil mai mare, rezultă necesitatea folosirii unui număr foarte mare de mașini de trasat. O cale mult mai economicoasă este de a obține rețele de difracție prin duplicarea rețelelor etalon.

Procedeul de duplicare a rețelelor de difracție este reprezentat schematic în figura 7.2. Rețelele replică prezintă frecvent o eficiență mai mare decît rețelele de difracție etalon din care au fost obținute.

7.3.3. Testarea rețelelor de difracție

Testarea rețelelor de difracție are un dublu scop; pe de o parte, se controlează indirect forma de lucru a mașinii de trasat, iar pe de altă parte, se controlează calitatea rețelei de difracție avîndu-se în vedere puterea de rezoluție, energia transmisă de rețea în liniile spectrului și puritatea spectrală și omogenitatea luminii într-o linie spectrală.

O mașină de trasat nu poate produce două rețele de difracție identice, cum dealtfel nu poate produce nici rețele de difracție pure. Împreună cu liniile spectrului de difracție, prezis de teorie, ,,convețuiesc'' linii parazite și lumină parazită, așa-numitele fantome, care, dacă nu pot fi eliminate în întregime, trebuie reduse, astfel încît să aibă o perturbație minimă asupra spectrului principal de difracție. Variația progresivă a constantei rețelei de difracție determină lărgirea liniilor spectrale și are ca efect scăderea puterii de rezoluție.

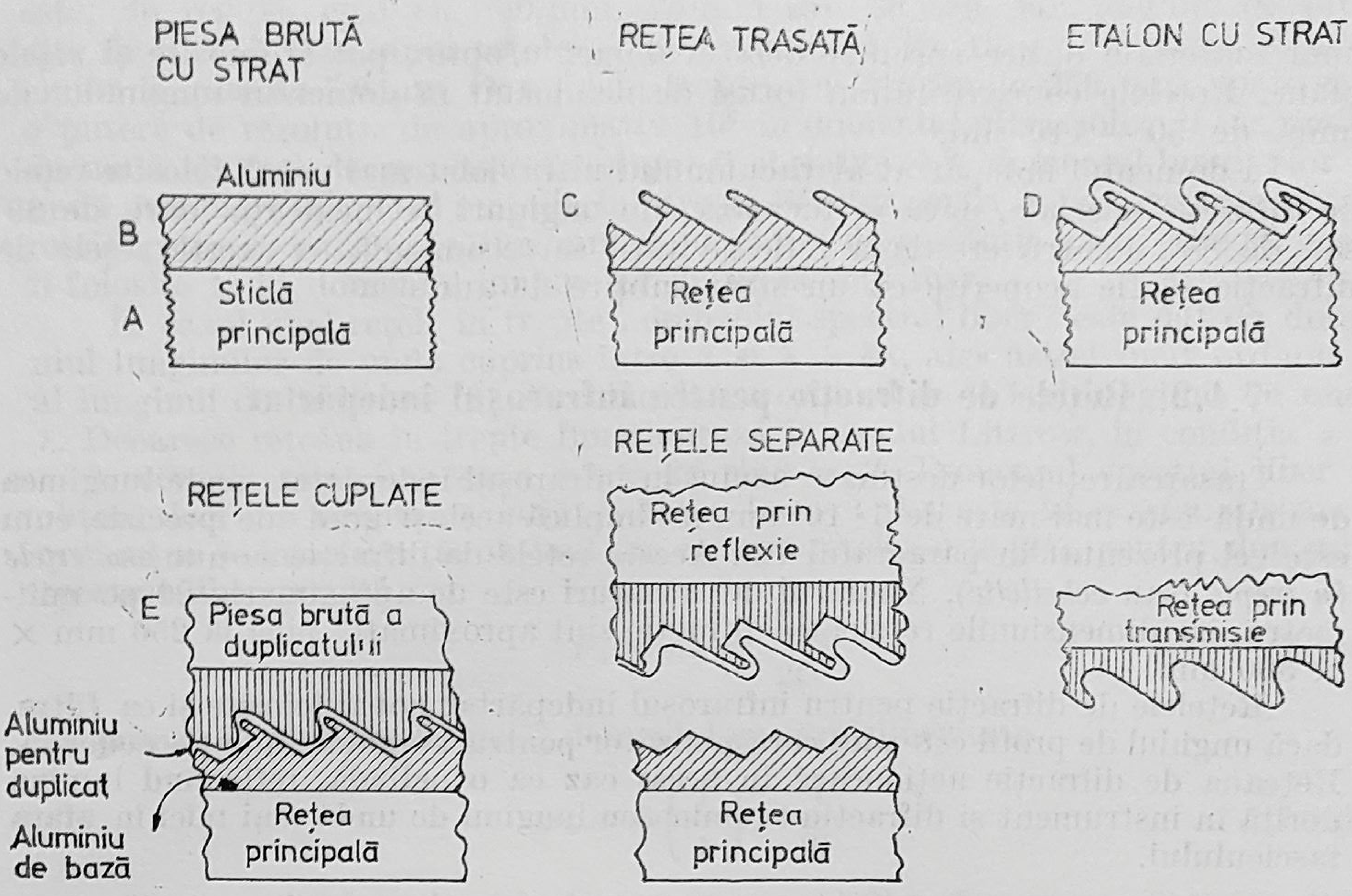


Fig. 7.2. Tehnologia duplicării rețelelor de difracție.

Variația bruscă a constantei rețelei de difracție determină apariția sateliților și are ca efect deplasarea liniilor spectrale. Variațiile periodice ale constantei rețelei determină apariția fantomelor și are ca efect prezența liniilor parazite.

Testarea rețelelor de difracție se face de obicei folosind o sursă de lumină cu plazmă de mercur. Liniile galbene ale mercurului, de 579,065 nm și 578,965 nm, se folosesc pentru determinarea puterii de rezoluție a rețelelor de difracție cu rezoluție slabă și pentru evaluarea intensităților fantomelor. Alte tipuri de testări se bazează pe interferometria optică de înaltă precizie.

Alte metode se folosesc pentru testarea energiei difractate într-un anumit ordin al rețelei, pentru determinarea unghiului de profil al rețelei și pentru determinarea eficienței rețelei de difracție, în general.

7.4. REȚELE SPECIALE DE DIFRACȚIE

În funcție de scopul urmărit, rețelele de difracție se deosebesc unele de altele, încît, înainte de a folosi o anumită rețea de difracție, trebuie cunoscută destinația ei.

7.4.1. Rețele de difracție pentru vacuumul ultraviolet

Pentru reducerea numărului suprafețelor reflectătoare într-un sistem optic care se folosește în vacuumul ultraviolet, trebuie utilizate rețelele de difracție concave, deși în ultimul timp, datorită progresului făcut în obținerea

unor materiale optice specifice acestui domeniu optic, pot fi folosite și rețele plane. Rețelele concave rămîn totuși de neînlocuit în domeniul lungimilor de undă de 50 — 110 nm.

În domeniul îndepărtat al vacuumului ultraviolet mai pot fi folosite rețele de difracție speciale, dacă se lucrează sub unghiuri de incidență mari, de 89° sau de 88°. Pentru creșterea reflectivității se recomandă ca aceste rețele de difracție să fie acoperite cu un strat subțire de aur.

7.4.2. Rețele de difracție pentru infraroșul îndepărtat

Trasarea rețelelor destinate uzului în infraroșul îndepărtat, unde lungimea de undă este mai mare de $5 \cdot 10^4$ nm, nu implică același grad de precizie cum este cel prezentat în paragraful 7.3. Aceste rețele de difracție se numesc *rețele în trepte* (sau *echellette*). Numărul de trăsături este de aproximativ 20 pe milimetru, iar dimensiunile rețelei de difracție sînt aproximativ pînă la 250 mm × × 300 mm.

Rețelele de difracție pentru infraroșul îndepărtat pot fi folosite și ca filtre, dacă unghiul de profil este ales corespunzător pentru a elimina radiația nedorită. Rețeaua de difracție acționează în acest caz ca o oglindă, reflectînd lumina dorită în instrument și difractînd lumina cu lungimi de undă mai mici în afara fasciculului.

7.4.3. Rețelele în trepte

Rețeaua în trepte a fost propusă de Harrison în 1949, ca un pas intermediar între rețeaua eșelon tip Michelson, irealizabilă, și o rețea obișnuită. Ea este reprezentată schematic în figura 7.3. Numărul de trăsături pe milimetru

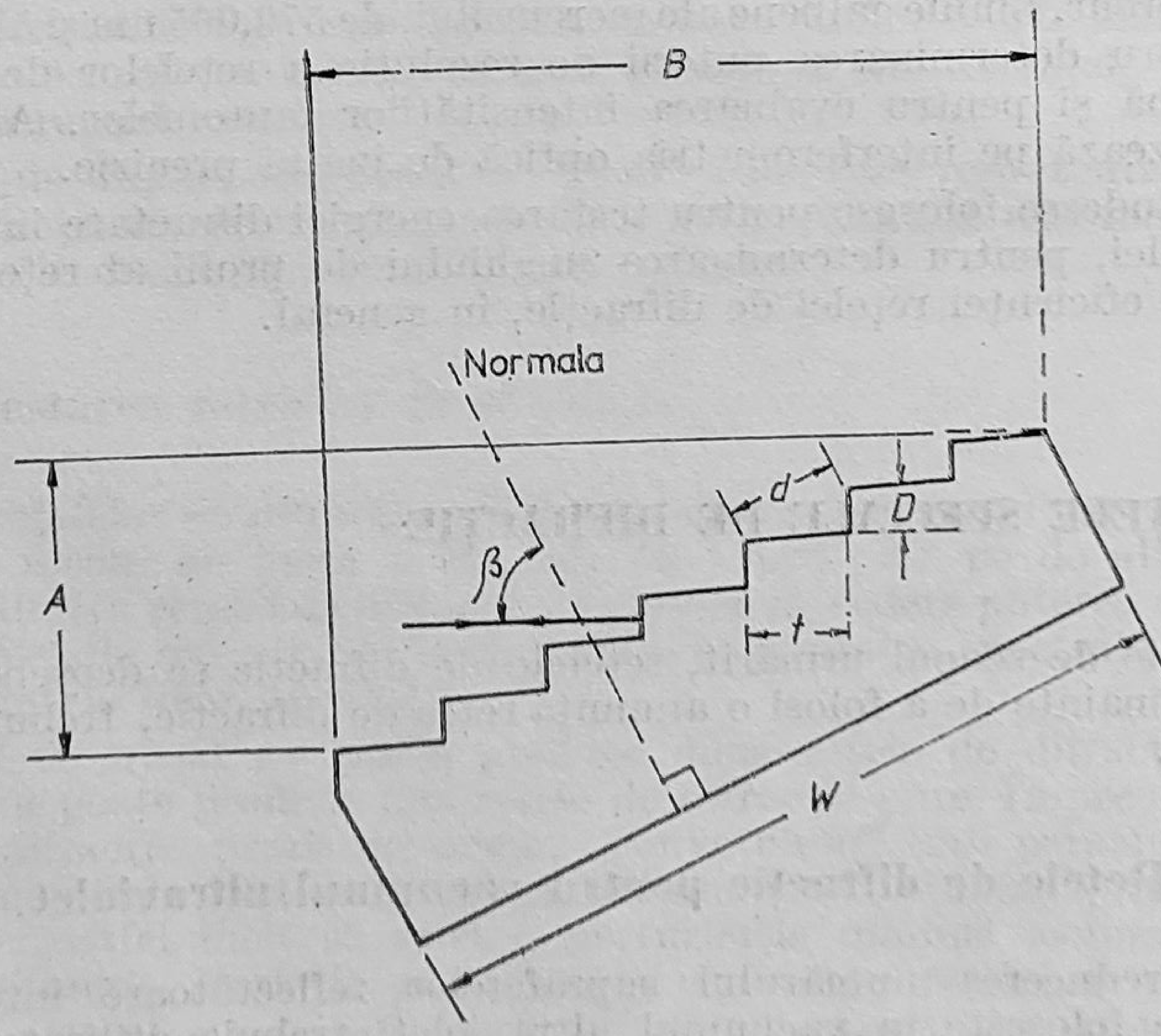


Fig. 7.3. Secțiunea transversală a unei rețele de difracție în trepte, care funcționează în reflexie, cu indicarea mărimilor mai importante.

este, de regulă, egal cu 300/mm, 75/mm sau 30/mm, iar unghiul de profil este de 63°26′. Constanta rețelei este de aproximativ 13 μm, în timp ce adincimea D este de 5,6 μm. O rețea în trepte, cu lățimea de 250 mm, poate avea o putere de rezoluție de aproximativ 10^6 în domeniul ultraviolet al lungimilor de undă. Puteri de rezoluție mari pot fi obținute și în domeniul lungimilor de undă mai mari de $2 \cdot 10^4$ nm, din infraroșu. Eforturi mari se fac pentru a obține rețele în trepte cu 20 trăsături/mm și cu puteri de rezoluție mari, care să poată fi folosite și în domeniul lungimilor de undă mai mari.

În cazul unei rețele în trepte „domeniul spectral liber" este dat de domeniul lungimilor de undă cuprins între λ și $\lambda + \delta\lambda$, ales astfel încît ordinul m al lungimii de undă $\lambda + \delta\lambda$ să coincidă cu ordinul $m + 1$ al lungimii de undă λ. Deoarece rețeaua în trepte funcționează în modul Littrow, în condiția $\alpha = \beta$, ecuația rețelei se scrie $m\lambda = 2d \sin\beta = 2t$. Domeniul spectral liber se obține deci din egalitatea $m(\lambda + \delta\lambda) = (m + 1)\lambda$ și este $\delta\lambda = \lambda/m$. Deoarece ordinul m de interferență, obținut din ecuația rețelei, este $2t/\lambda$, pentru domeniul spectral liber rezultă

$$F_\lambda = \delta\lambda = \frac{\lambda_2}{2t}. \tag{7.12a}$$

Exprimat în numere de undă, domeniul spectral liber este

$$F_k = \delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{1}{2t}. \tag{7.12b}$$

Dacă spectrul unei rețele în trepte se proiectează pe o placă fotografică, folosind o lentilă cu distanța focală f, atunci dispersia liniară pe placă este dată de expresia

$$f\frac{\partial\beta}{\partial\lambda} = f\left(\frac{m}{d\cos\beta}\right) = \frac{fm}{D} = \frac{f}{D}\cdot\frac{2t}{\lambda}. \tag{7.13}$$

Lungimea utilă a spectrului, între două ordine consecutive, este dată de produsul dintre dispersia liniară și domeniul spectral liber,

$$\left(\frac{f}{D}\cdot\frac{2t}{\lambda}\right)\left(\frac{\lambda^2}{2t}\right) = \frac{f\lambda}{D}. \tag{7.14}$$

Puterea de separare a unei rețele în trepte rezultă din ecuația (7.4) și este dată de expresia

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN = \frac{2Nt}{\lambda} = \frac{2B}{\lambda}. \tag{7.15}$$

Deoarece toleranțele implicate în trasarea rețelelor în trepte se raportează la domeniul ultraviolet al lungimilor de undă, în timp ce trasarea se face pe un strat de material optic corespunzător domeniului infraroșu, tehnologia de trasare este foarte complicată. De asemenea, rețelele în trepte se folosesc în ordine superioare. Acest lucru implică trasarea rețelei pentru toate lungimile de undă.

Folosirea rețelelor în trepte permite proiectarea și construcția de spectrografe cu putere mare de dispersie, precum și cu eficiență mare într-un domeniu larg de lungimi de undă.

7.4.4. Rețelele laminare de difracție

Rețelele laminare de difracție au secțiunea transversală a canelurilor de tip rectangular, atît partea superioară, cît și partea inferioară ale canelurilor

fiind plane și paralele cu suprafața optică a rețelei. Recentele succese obținute cu acest tip de rețea de difracție a îndreptat atenția spre îmbunătățirea performanțelor sale. Ele sînt trasate pentru ordinul zero. Teoretic, distribuția fluxului luminos ar trebui să rămînă neschimbată cînd rețeaua se rotește cu 180° față de perpendiculara la suprafața rețelei de difracție.

7.4.5. Rețele de difracție folosite în sisteme interferometrice

Într-un sistem interferometric rețelele de difracție pot fi folosite ca divizor de fascicul, ca regenerator de fascicul sau ca înlocuitor al oricărei oglinzi a sistemului optic. Această aplicație deosebită rezultă din funcția pe care o are rețeaua, mai degrabă de ,,dispersare a ordinelor'' decît de dispersare a lungimilor de undă.

O undă plană monocromatică, incidentă pe suprafața optică a unei rețele de difracție, va fi divizată în cîteva unde difractate, corespunzător ordinelor de interferență prezente, așa cum rezultă din figura 7.4. Unghiurile de difracție pot fi obținute din ecuația rețelei de difracție (7.1). La incidența normală, unghiul de difracție, β_m, corespunzător unui ordin m de interferență, este dat, în cazul radiației monocromatice, de expresia

$$\beta_m = \arcsin mK, \tag{7.16}$$

unde $K = \frac{\lambda}{a} = \text{const}$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, iar $|m| \leqslant \frac{1}{K}$. Toate undele difractate sînt coerente, deci prin combinarea a două ordine rezultă efecte de interferență. Intensitatea luminoasă corespunzătoare diferitelor ordine depinde de profilul canelurilor sau de caracteristicile de ,,trasare'' ale rețelei de difracție.

Folosită într-un interferometru, o rețea de difracție prezintă următoarele avantaje:

1) transformă interferometrul într-un pseudocromator;

2) interferometrul devine relativ insensibil la unele mici erori de aliniere, în comparație cu un sistem de oglinzi echivalent;

3) pot fi construite interferometre în care fasciculele divizate interacționează numai cu suprafața de reflexie;

4) geometria de aliniere a interferometrului este mult simplificată.

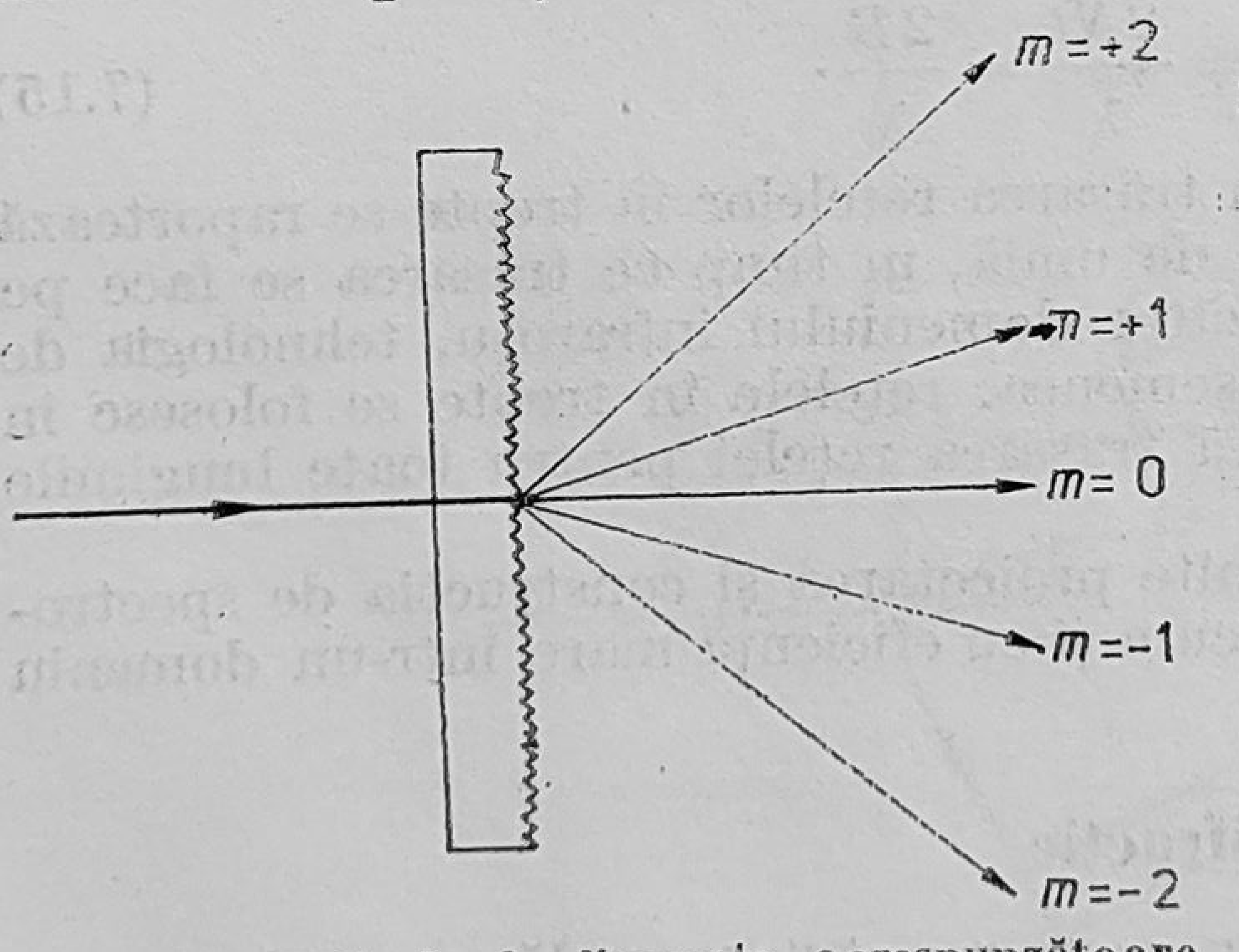


Fig. 7.4. Ordinele de dispersie corespunzătoare unei rețele de difracție și modul de dispunere spațială a acestora.

În încheierea acestui capitol trebuie să menționăm și faptul[1] că rețelele de difracție pot fi folosite și pentru alte scopuri decît cele spectrometrice. Uniformitatea, liniaritatea și echidistanța dintre trăsături permit folosirea rețelelor de difracție ca etaloane în măsurările liniare. Alte avantaje apar cînd rețelele de difracție se folosesc în combinație cu alte aparate, ca, de exemplu, microscoapele electronice sau un sistem de mai multe fante. Rolul principal al rețelelor de difracție rămîne însă acela de componente optice dispersive.

Capitolul 8

FIBRELE OPTICE

Din punctul de vedere al opticii, pentru a obține informații despre un obiect trebuie îndeplinite cel puțin trei condiții și anume: (a) obiectul să fie luminos, adică să emită lumină direct sau indirect, (b) lumina care provine de la obiect să fie transmisă către locul unde se face detecția fără pierderi prea mari și (c) cantitatea de lumină care ajunge la locul de detecție să fie suficient de mare. Observăm că mediul prin care se transmite informația optică este de importanță esențială pentru ca semnalul optic transmis să nu fie „mutilat" sau distorsionat.

Chiar și în cazurile cînd ne interesează doar simpla observare a obiectelor, dispozitivele și aparatele optice clasice sau devin prea complicate sau nu pot rezolva o anumită problemă de observare. Să luăm doar un singur exemplu: cei care lucrează în domeniul medical sînt interesați să dispună de metode rapide și sigure de explorare a anumitor părți interne sau organe interne ale organismului uman. Metodele clasice, bazate pe folosirea lămpilor cu incandescență, nu numai că sînt greoaie și implică iluminări mici, dar prezintă și riscuri datorită folosirii conexiunilor electrice. Toate aceste dificultăți sînt eliminate dacă iluminarea se face din afară prin intermediul unei fibre optice subțiri.

Însă fibrele optice sînt deja folosite pe scară largă în tehnica comunicațiilor sau de transmitere a imaginilor. Această posibilitate este facilitată de natura electromagnetică a luminii, frecvența undelor luminoase fiind mult mai mare decît cea a undelor radio. Într-un context mai general fibrele optice reprezintă un domeniu al opticii integrate, iar progresele care vor fi obținute în cadrul opticii integrate vor depinde foarte mult de progresele ce se vor realiza în domeniul fibrelor optice.

Ca domeniu al opticii, care a apărut exclusiv din necesități practice dintre cele mai diverse, fibrele optice au cunoscut o dezvoltare rapidă după anul 1950 ca rezultat al obținerii primelor fibre optice cu performanțe ridicate. Principiul de funcționare al fibrelor optice este asemănător, din multe puncte de vedere, cu principiul de transmitere a luminii printr-o baghetă de sticlă transparentă. Teoretic, lumina poate fi transmisă printr-o astfel de baghetă de sticlă optică, dacă indicele de refracție al sticlei este mai mare decît indicele de refracție al aerului. Din punct de vedere practic însă, neomogenitățile de compoziție și de prelucrare, precum și impuritățile de pe suprafața materialului implică pierderi foarte mari de lumină de-a lungul parcursului luminii. Pe de altă parte, natura electromagnetică a radiației luminoase arată că pot apărea pierderi de lumină și fenomene parazite care limitează drastic posibilitățile de folosire practică a fibrelor optice.

Indiferent de domeniile în care se folosesc, fibrele optice sînt ghiduri de lumină folosite pentru transmiterea informaţiilor cu pierderi mici de energie dintr-un loc în alt loc. În acest capitol vom analiza transmiterea radiaţiei luminoase prin fibrele optice din punctul de vedere al opticii geometrice şi din punctul de vedere al opticii ondulatorii. Felul în care se folosesc fibrele optice în cadrul opticii integrate va fi prezentat în ultimul capitol al cărţii.

8.1. FIBRA OPTICĂ SIMPLĂ

Prin fibră optică simplă înţelegem un mediu optic transparent, de mare lungime, cu secţiunea transversală circular simetrică şi cu indicele de refracţie constant sau radial variabil, separat de un alt material cu indicele de refracţie constant şi mai mic, pentru ca la suprafaţa de separare să se producă reflexia totală a radiaţiei luminoase, fără pierderi. După modul de variaţie radială a indicelui de refracţie al materialului transparent, denumit *miezul fibrei optice*,

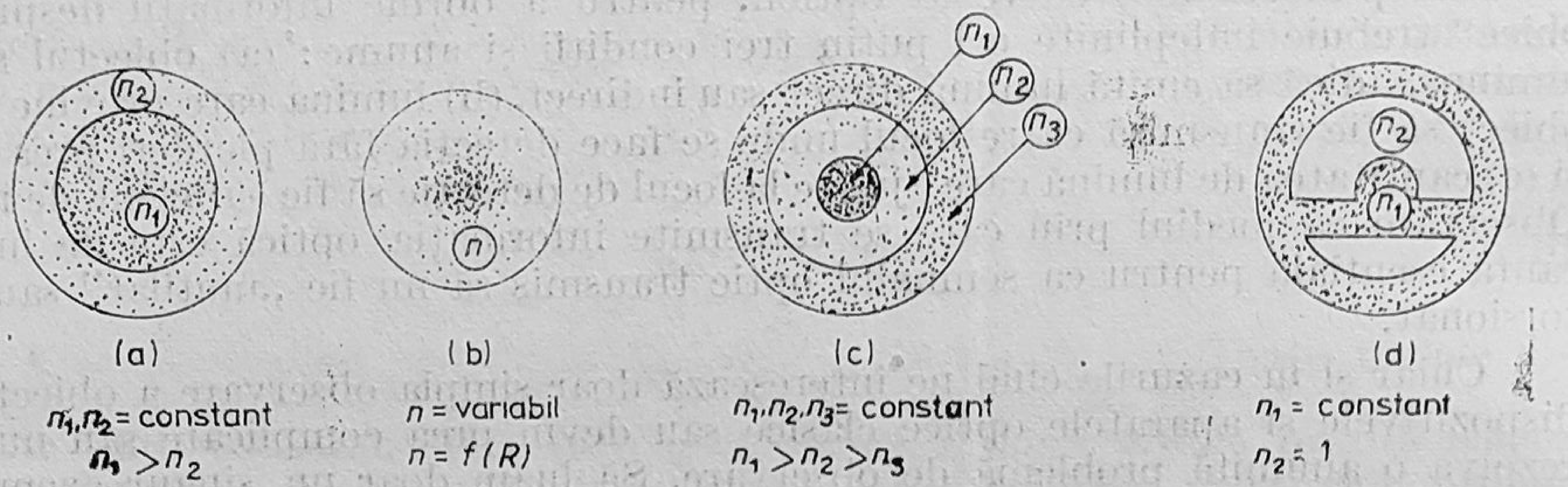


Fig. 8.1. Tipuri de fibre optice : a) fibră optică cu un singur strat ; b) fibră optică cu indice de refracţie radial variabil ; c) fibră optică cu două straturi de protecţie ; d) fibră optică din acelaşi material.

distingem mai multe tipuri de fibre optice reprezentate în figura 8.1. *Învelişul fibrei optice* are şi rolul de a proteja de impurităţi suprafaţa de separare dintre miez şi înveliş, la care se produce fenomenul de reflexie totală. Tehnologia de obţinere a fibrelor optice este prezentată de Toader şi Spulber (1985).

8.1.1. Consideraţii de optică geometrică

Propagarea radiaţiei luminoase prin fibra optică poate fi analizată din punctul de vedere al opticii geometrice atunci cînd diametrul miezului fibrei optice este mare comparativ cu lungimea de undă a radiaţiei luminoase (efectele de difracţie se neglijează). Dacă diametrul miezului fibrei optice este de acelaşi ordin de mărime cu lungimea de undă a radiaţiei luminoase, analiza trebuie făcută în cadrul opticii ondulatorii. În această secţiune vom considera că sînt îndeplinite condiţiile de aplicabilitate a opticii geometrice.

În limbajul opticii geometrice, radiaţia luminoasă incidentă la limita de separare dintre miezul fibrei (cu indicele de refracţie n_1) şi învelişul protector (cu indicele de refracţie n_2, $n_1 > n_2$) va fi reflectată total şi deci se va propaga fără pierderi de-a lungul fibrei optice, dacă unghiul de incidenţă θ este mai mare sau egal cu unghiul limită l ($\theta \geq l$), unde unghiul limită este dat de relaţia

$$\sin l = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{n_{21}}, \qquad (8.1)$$

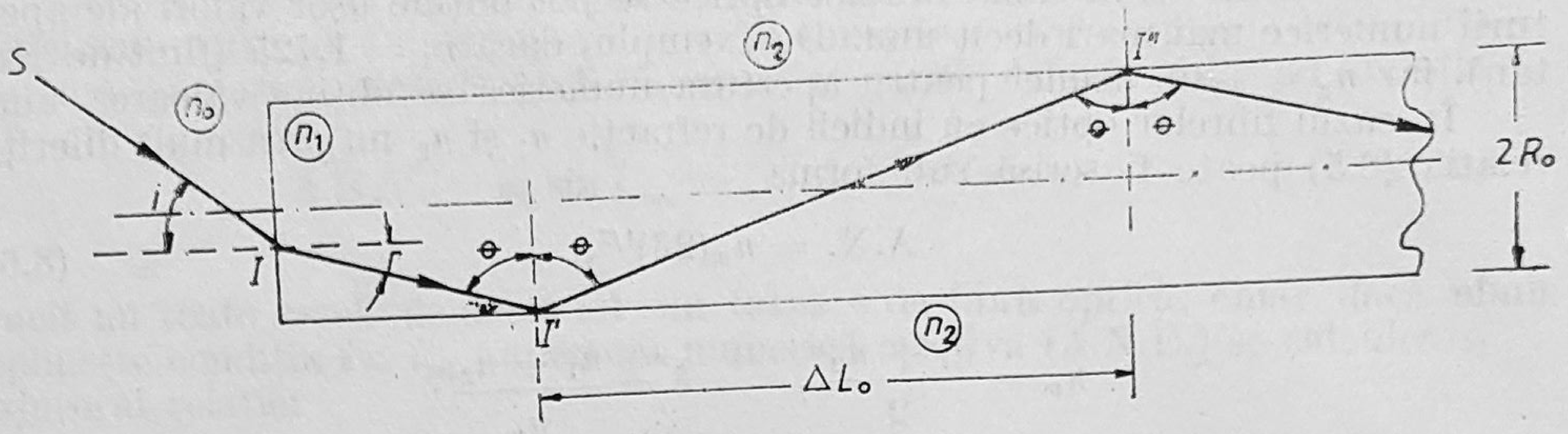


Fig. 8.2. Parcursul optic al unei raze de lumină care intersectează axa de simetrie a fibrei optice cu simetrie cilindrică.

Fie o *fibră optică cilindrică* cu secţiunea transversală, circulară de rază R_0 şi cu indicele de refracţie n_1 = constant, înconjurată de un mediu protector cu indicele de refracţie n_2 = constant şi fie *SI* o rază de lumină, care intersectează axa de simetrie a fibrei, incidentă pe suprafaţa plană a fibrei optice, perpendiculară pe axa de simetrie, sub unghiul de incidenţă i, aşa cum se arată în figura 8.2. După ce suferă refracţia la suprafaţa plană sub unghiul de refracţie r, dat de relaţia

$$r = \text{arc sin}\left(\frac{n_0}{n_1}\sin i\right), \tag{8.2}$$

unde n_0 este indicele de refracţie al mediului din care lumina pătrunde în fibră, raza de lumină ajunge la suprafaţa de separare dintre miezul fibrei şi mediul protector sub unghiul de incidenţă θ dat de relaţia

$$\theta = \frac{\pi}{2} - r. \tag{8.3}$$

Conform relaţiilor (8.1) — (8.3), condiţia de reflexie totală în punctul I' este dată de relaţia

$$\sin\theta = \cos r = (1 - \sin^2 r)^{1/2} = \left(1 - \frac{n_0^2}{n_1^2}\sin^2 i\right)^{1/2} \geqslant \frac{n_2}{n_1}, \tag{8.4a}$$

sau

$$\frac{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{n_0} \equiv \sin i_{max} \geqslant \sin i. \tag{8.4b}$$

Aceasta înseamnă că orice rază de lumină, incidentă pe suprafaţa plană a fibrei optice sub unghiul de incidenţă i mai mic decît unghiul i_{max}, dat de relaţia (8.4b), va fi trapată în fibra optică (*rază trapată*). Unghiul de refracţie maxim pentru o rază trapată este dat de relaţia

$$\sin r_{max} = \frac{n_0}{n_1}\sin i_{max} = \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^{1/2}. \tag{8.4c}$$

Apertura numerică (A.N.) a fibrei optice este

$$\text{A.N.} = n_0 \sin i_{max} = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}. \tag{8.5}$$

De observat că în cazul fibrelor optice se pot obţine uşor valori ale aperturii numerice mai mari decît unu. De exemplu, dacă $n_1 = 1{,}725$ (flint de lantan), iar $n_2 = 1{,}40$, atunci pentru apertura numerică se obţine valoarea unu.

În cazul fibrelor optice cu indicii de refracţie n_1 şi n_2 nu prea mult diferiţi, relaţia (8.5) poate fi scrisă sub forma

$$\text{A.N.} = n_m(2\delta)^{1/2}, \tag{8.6}$$

unde

$$n_m = \frac{n_1 + n_2}{2}, \qquad \delta = \frac{n_1 - n_2}{n_m}.$$

Deoarece în punctul de incidenţă I' raza de lumină se reflectă sub unghiul θ, ea va intersecta axa de simetrie sub unghiul r, iar unghiul de incidenţă din punctul de incidenţă I'' va fi acelaşi ca şi cel din punctul de incidenţă I'. Concluzia este că reflexiile succesive ale razei de lumină la limita miez-strat protector sînt identice. Dacă lungimea fibrei optice cilindrice este L, drumul D străbătut de rază în fibră va fi

$$D = L \sec r = \frac{n_1 L}{(n_1^2 - n_0^2 \sin^2 i)^{1/2}}, \tag{8.7}$$

iar distanţa ΔL_0 dintre două reflexii succesive, măsurată de-a lungul fibrei optice va fi

$$\Delta L_0 = 2R_0 \operatorname{ctg} r = 2R_0 \frac{(n_1^2 - n_0^2 \sin^2 i)^{1/2}}{n_0 \sin i}. \tag{8.8}$$

Numărul N_0 de reflexii suferite de raza de lumină în fibra optică, atunci cînd străbate distanţa L de-a lungul fibrei optice, va fi

$$N_0 \approx \frac{L}{\Delta L_0} = L \frac{\operatorname{tg} r}{2R_0} = \frac{L n_0 \sin i}{2R_0(n_1^2 - n_0^2 \sin^2 i)^{1/2}}. \tag{8.9}$$

Pentru razele de lumină care nu intersectează axa optică analiza este ceva mai complexă, deşi rezultatele obţinute sînt destul de simple, aşa cum se poate constata din reprezentarea schematică arătată în figura 8.3. Distanţa de la axa de simetrie la drumurile succesive parcurse de rază în interiorul fibrei optice este o mărime constantă, notată cu d_c pe figură. De asemenea şi unghiul de incidenţă θ din interiorul fibrei rămîne constant, fiind dat de relaţia

$$\cos\theta = \sin r \cos\gamma = \frac{n_0}{n_1} \sin i \cos\gamma, \tag{8.10}$$

unde $\sin\gamma = d_c/R_0$. În funcţie de unghiul de incidenţă la intrare, i, condiţia de trapare a razei de lumină se scrie

$$n_0 \sin i \leqslant \text{A.N.} \sec\gamma, \tag{8.11}$$

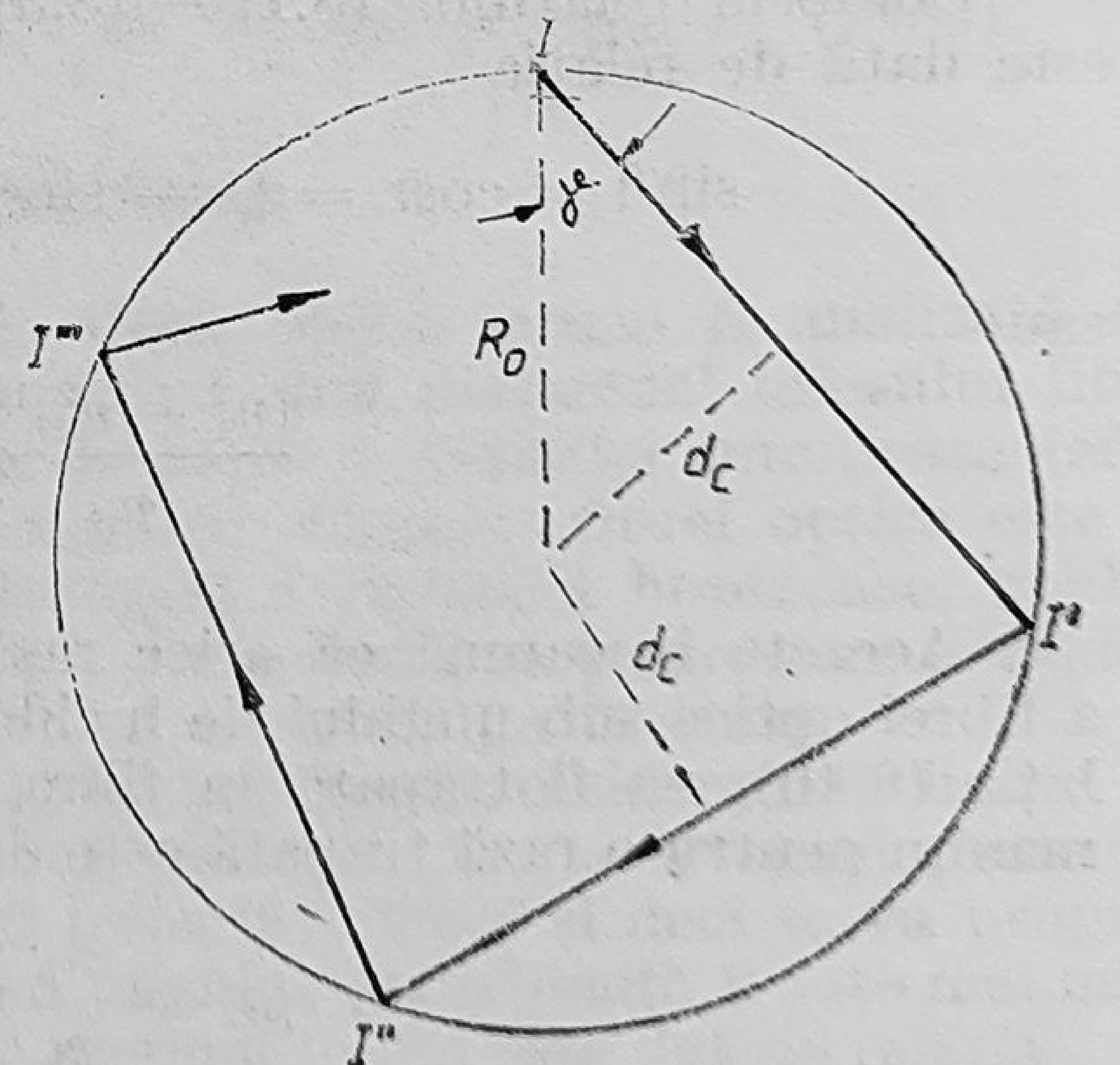


Fig. 8.3. Parcursul optic al unei raze de lumină care nu intersectează axa de simetrie a fibrei optice cu simetrie cilindrică (proiecţie).

unde valoarea aperturii numerice trebuie calculată folosind relația (8.6). Razele incidente care nu intersectează axa de simetrie a fibrei optice determină o apertură numerică virtuală (A.N.V.) care se poate calcula folosind relația

$$A.N.V. = n_0 \sin i_{max} = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \sec \gamma. \tag{8.12}$$

Întrucît nu toate razele de acest fel sînt trapate de fibra optică, chiar dacă se îndeplinește condiția $i < i_{max}$, apertura numerică efectivă (A.N.E.) se calculează cu ajutorul relației

$$(A.N.E.)^2 = n_0^2 - \frac{2}{\pi}\{[(n_1^2 - n_2^2)(n_0^2 - n_1^2 + n_2^2)]^{1/2} +$$

$$+ [n_0^2 - 2(n_1^2 - n_2^2)] \cdot \arccos\,[(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}/n_0]\}, \tag{8.13}$$

pentru obținerea căreia s-au luat în considerație toate razele de lumină, indiferent dacă intersectează sau nu axa de simetrie, iar fibra optică s-a considerat perfect cilindrică.

Cînd suprafața plană, a fibrei optice, prin care intră lumina, este oblică față de axa de simetrie, conul razelor trapate va fi și el oblic, la ieșirea din fibră, față de axa de simetrie. Reprezentarea schematică a formei fasciculului de lumină care iese din fibra optică cilindrică, în funcție de unghiul de incidență la intrare, i, de forma fasciculului incident și de forma suprafeței prin care intră lumina, este dată în figurile 8.4 a, b și c.

Dacă *fibra optică* este *conică*, așa cum se arată schematic în figura 8.5, unghiul de incidență al unei raze trapate în interiorul fibrei se modifică de-a lungul acesteia, raza de lumină putîndu-se chiar întoarce la suprafața de intrare. Condiția de trapare a unei raze de lumină care intersectează axa de simetrie a fibrei conice este dată de relația

$$n_0 \sin i = n_1 \sin r = n_1 \frac{R_2}{R_1} \sin r_x \leqslant (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \frac{R_2}{R_1}, \tag{8.14}$$

unde R_1 este raza suprafeței de intrare, iar R_2 raza suprafeței de ieșire ale fibrei optice conice. Comparînd acest rezultat cu cel dat de relația (8.5), constatăm că apertura numerică a fibrei optice conice este mai mică de R_1/R_2 ori decît apertura numerică a fibrei optice cilindrice. Deci obținerea unei cît mai mari concentrații spațiale de lumină se poate realiza prin conicizarea fibrei optice, însă acest lucru este acompaniat de creșterea divergenței unghiulare a fasciculului de lumină. Alternativ, putem crește suprafața iluminată de fascicul micșorînd unghiul de convergență al conului.

Prin *curbarea fibrei optice* anumite raze de lumină inițial trapate pot trece în modul radiativ. În practică razele de curbură sînt mari, încît pierderile radiative sînt neglijabile, ceea ce asigură un mare avantaj fibrelor optice ca ghiduri de lumină. Curbarea fibrei optice distruge simetria axială. Efectul curbării se manifestă cel mai pregnant asupra razelor de lumină din planul de curbură care intersectează axa; de aceea, pentru început vom lua în considerație numai astfel de raze, reprezentarea schematică fiind dată în figura 8.6. Raza de lumină care intră în fibra optică în punctul I' este refractată sub unghiul de refracție r,

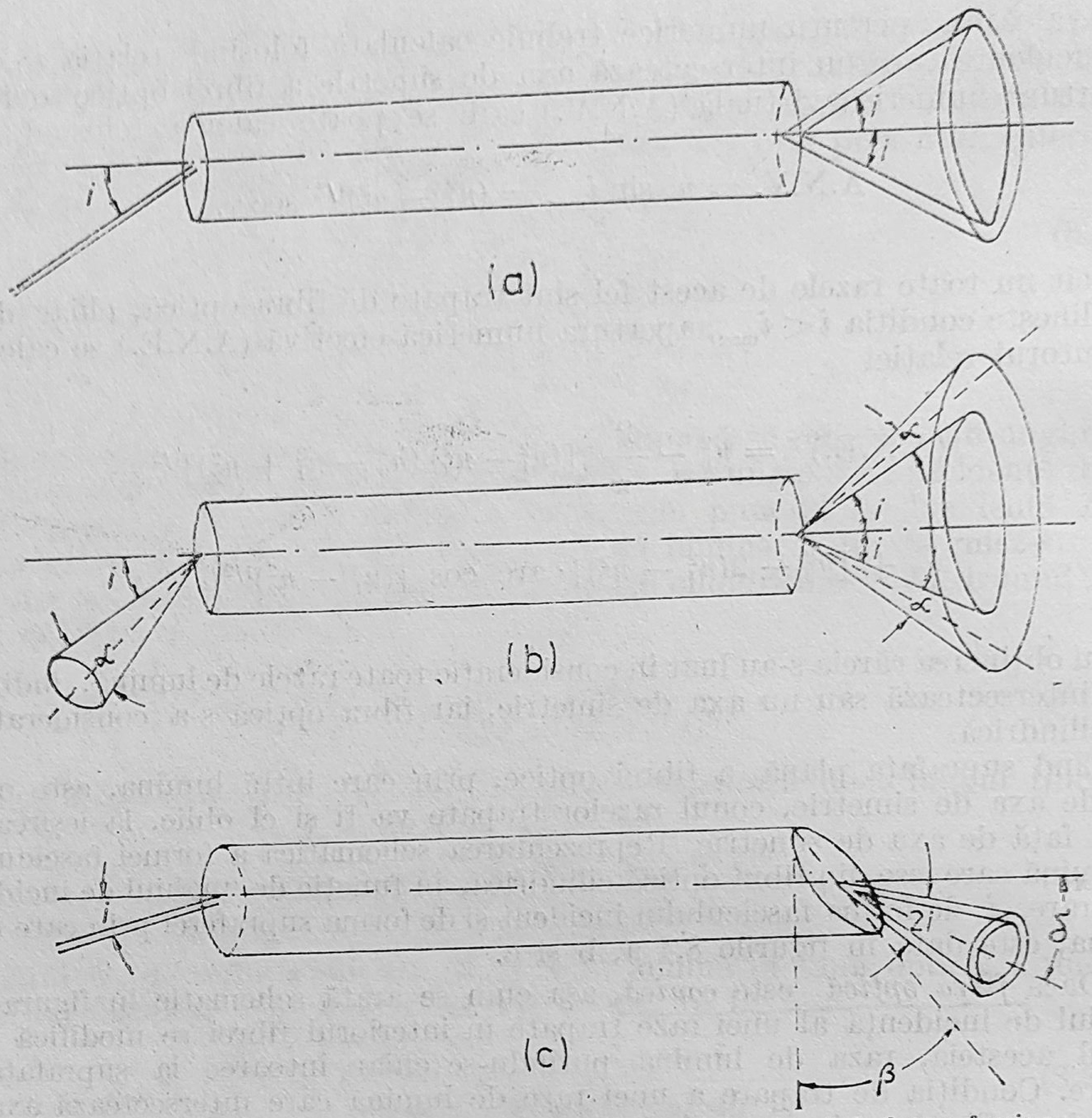


Fig. 8.4. Dependența geometriei fasc culului luminos emergent de forma fasciculului incident și de forma fețelor de intrare și de ieșire ale fibrei optice cilindrice : a) cazul unui fascicul paralel, incident oblic pe fața dreaptă ; b) cazul unui con de lumină convergent, incident oblic pe față dreaptă ; c) cazul unui fascicul paralel, incident oblic pe fața dreaptă la intrare și cu fața oblică la ieșirea fasciculului.

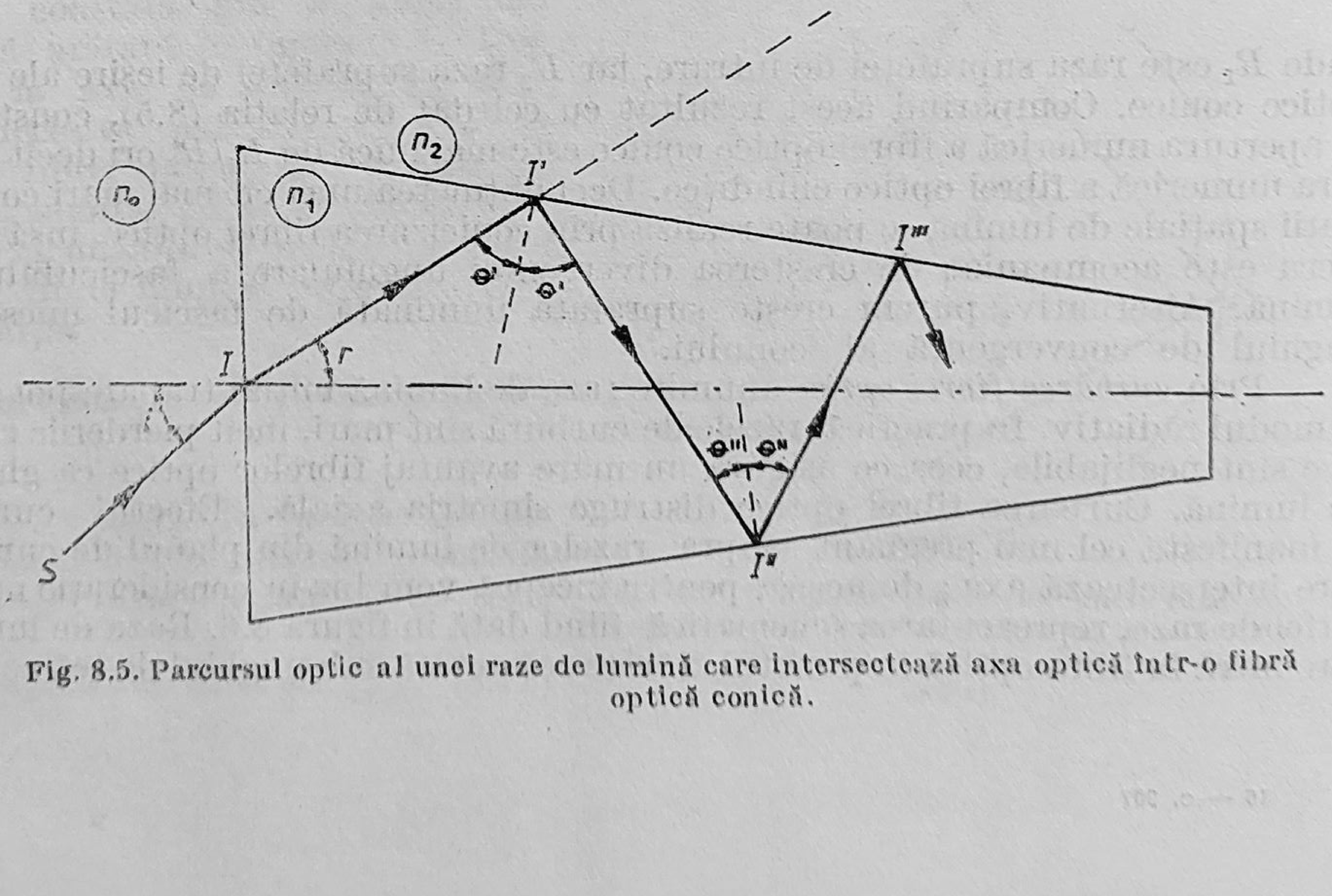


Fig. 8.5. Parcursul optic al unei raze de lumină care intersectează axa optică într-o fibră optică conică.

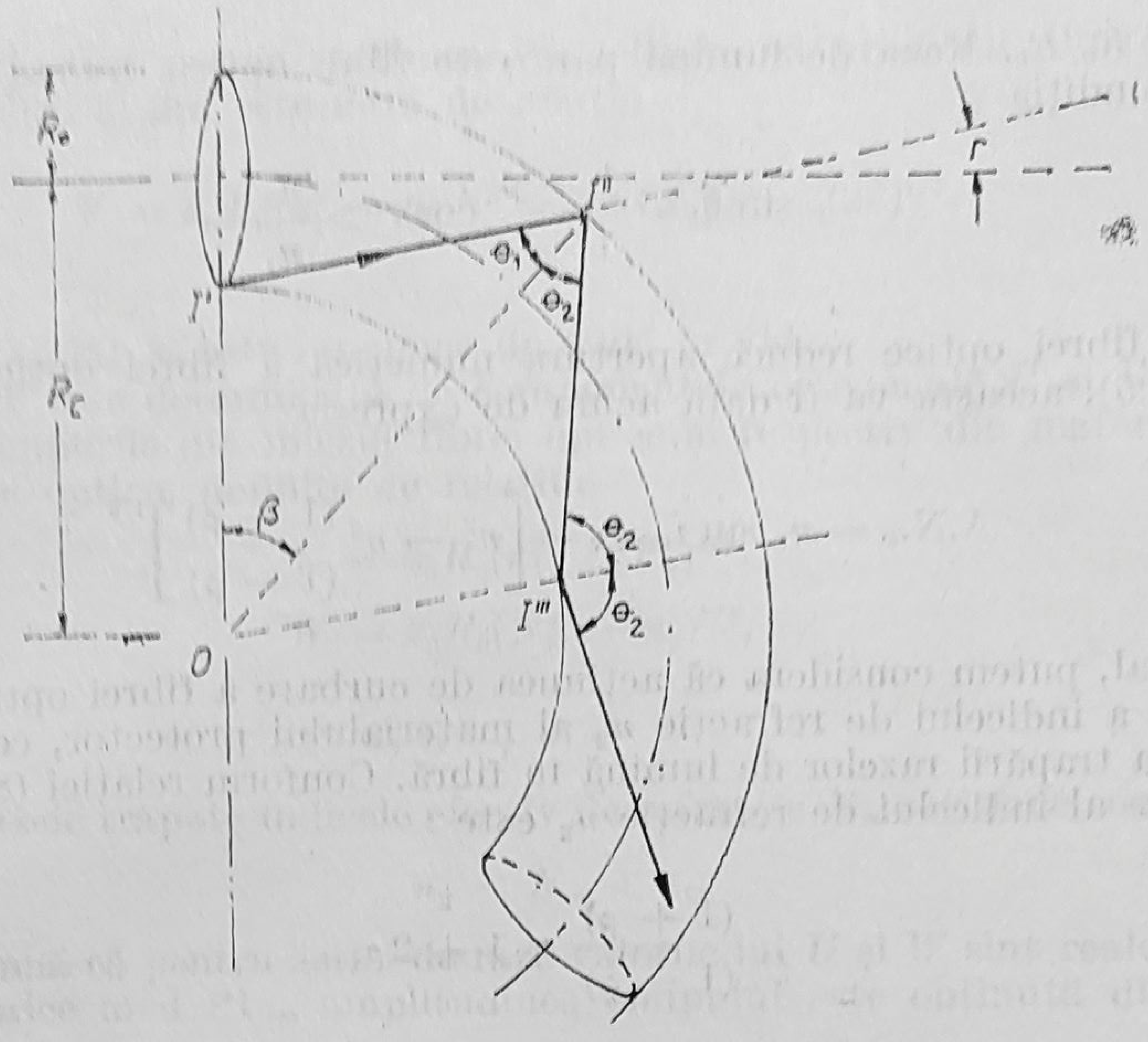


Fig. 8.6. Parcursul unei raze de lumină într-o fibră optică curbată.

iar unghiul de incidență θ_1 în punctul I'', obținut prin aplicarea teoremei sinusului în triunghiul $I'I''O$ va fi

$$\sin \theta_1 = \frac{R_c - R_0}{R_c + R_0} \sin \widehat{I''I'O} = \frac{R_c - R_0}{R_c + R_0} \cos r. \qquad (8.15)$$

Unghiul de incidență pentru următorul punct de incidență, I'', va fi $\theta_2 = \frac{\pi}{2} - r$, iar drumul parcurs de raza de lumină între două reflexii succesive va fi

$$d = \overline{I'I''} = (R_c + R_0) \frac{\sin \beta}{\cos r}, \qquad (8.16)$$

Parcursului definit de relația (8.16) îi corespunde o lungime ΔL a fibre optice, dată de relația

$$\Delta L = R_c \operatorname{tg} \beta \approx \beta R_c, \qquad (8.17)$$

iar raportul dintre parcursul D al razei de lumină în fibra optică și lungimea L a fibrei optice se obține folosind ultimele două relații și va fi

$$\frac{D}{L} = \frac{R_c + R_0}{R_c} \cdot \frac{\sin \beta}{\beta \cos r} = (1 + \rho) \frac{\frac{\sin \beta}{\beta}}{\cos r}, \qquad (8.18)$$

unde $\rho = R_0/R_c$. Raza de lumină părăsește fibra optică numai dacă se îndeplinește condiția

$$\sin \theta_1' = \frac{1-\rho}{1+\rho} \cos r > \frac{n_2}{n_1}. \tag{8.19}$$

Curbarea fibrei optice reduce apertura numerică a fibrei optice și, conform relației (8.5), aceasta va fi dată acum de expresia

$$\text{A.N.}_c = n_0 \sin i_{\max,c} = \left[n_1^2 - n_2^2 \frac{(1+\rho)}{(1-\rho)} \right]^{1/2}. \tag{8.20}$$

Formal, putem considera că acțiunea de curbare a fibrei optice determină o creștere a indicelui de refracție n_2 al materialului protector, ceea ce este în defavoarea trapării razelor de lumină în fibră. Conform relației (8.20), factorul de creștere al indicelui de refracție n_2 este

$$\frac{(1+\rho)}{(1-\rho)} \approx 1 + 2\rho. \tag{8.21}$$

Cînd acest factor este mai mare decît n_1/n_2, nici o rază de lumină care intră în fibra optică paralel cu axa fibrei nu va putea fi trapată. Valoarea critică a razei de curbură a fibrei optice este dată de egalitatea

$$\rho_c = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = 2\delta. \tag{8.22}$$

Rezultatul obținut evidențiază fâptul că în cazul fibrelor optice cu indici de refracție care diferă foarte puțin unul de altul, chiar și micile curbări ale fibrei optice distrug efectul de trapare a razelor de lumină.

8.1.2. Considerații pe baza opticii electromagnetice

Multe fenomene care apar la ghidarea luminii prin fibrele optice nu pot fi abordate în cadrul opticii geometrice; pentru explicarea lor trebuie folosită optica electromagnetică. Asemenea ghidurilor de undă rectangulare, fibrele optice cu secțiunea transversală circulară pot suporta mai multe moduri. Calitativ, modurile pot fi descrise în raport de variația radială a cîmpului cu maxime sau minime pe axa de simetrie și cu maxime adiționale de-a lungul razei miezului. Acestea din urmă se notează cu litera m. Modurile staționare sînt caracterizate de un cîmp care scade monoton în afara miezului fibrei optice.

Concomitent cu variația radială poate apărea și o variație azimutală; cîmpul poate varia ciclic în apropierea circumferinței. Lungimea circumferinței trebuie să corespundă unui număr întreg l de cicluri. Dacă lumina este polarizată liniar (PL), diferitele moduri sînt caracterizate prin notații simbolice de forma PL_{lm}.

În cazul fibrelor optice mărimea V, definită ca produsul dintre numărul maxim de moduri și 2π, este dată de relația

$$V = k_0 R_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = 2\pi \, (R_0/\lambda) \, n_m (2\delta)^{1/2}, \tag{8.23}$$

unde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, iar λ_0 este lungimea de undă în vid.

Mărimea V este determinată de componentele ortogonale U și W care caracterizează cîmpurile din miezul fibrei optice și respectiv din materialul protector al fibrei optice, definite de relațiile

$$U = k_0 R_0 (n_1^2 - N_m^2)^{1/2}, \tag{8.24a}$$

$$W = k_0 R_0 (N_m^2 - n_2^2)^{1/2}, \tag{8.24b}$$

iar

$$V^2 = U^2 + W^2. \tag{8.25}$$

Pentru razele trapate indicele efectiv de refracție N_m satisface condiția

$$n_2 < N_m < n_1, \tag{8.26}$$

ceea ce înseamnă că pentru astfel de raze valorile lui U și W sînt reale.

Pentru orice mod PL_{lm} amplitudinea cîmpului este obținută din

$$E_{x,y} = \frac{J_l(R/R_0)}{J_l(U)} E_0 \cos l, \qquad \text{pentru } R < R_0, \tag{8.27a}$$

$$E_{x,y} = \frac{K_l\,(WR/R_0)}{K_l(W)} E_0 \cos l\,\varphi, \qquad \text{pentru } R > R_0, \tag{8.27b}$$

unde φ este variabila azimutală, E_0 este amplitudinea cîmpului la suprafața miezului, J_l funcția Bessel de ordinul l, iar K_l funcția Hankel modificată de ordinul l.

Condițiile la limita miez-strat protector definesc următoarea relație

$$\frac{UJ_{l-1}(U)}{J_l(U)} = -\frac{WK_{l-1}(W)}{K_l(W)}. \tag{8.28}$$

Folosind deci relațiile (8.25) și (8.28) putem determina valorile lui U și W. În cazul modurilor complet trapate, valorile lui U și W sînt reale, iar $U \leqslant V$. Cînd U are valoarea maximă egală cu V, mărimea W este zero (vezi relația (8.25)). Pe de altă parte, conform relației (8.28) vom avea $W = 0$ cînd $J_{l-1}(U) = 0$, deci $U = J_{l-1,\,m} = V$. Această valoare a lui V este cunoscută sub denumirea de valoare de tăiere a modului PI_{lm}. Pentru valori ale lui V mai mici decît această valoare mărimea U devine complexă, iar modul corespunzător nu mai este trapat.

Pentru modul minim ($l = 0$, $m = 1$), valoarea lui U corespunzătoare modurilor trapate poate fi calculată folosind relația aproximativă

$$U = \frac{(1 + \sqrt{2})V}{1 + (4 + V^4)^{1/4}}. \tag{8.29}$$

Pentru modurile superioare poate fi folosită relația aproximativă

$$m = \frac{(U^2 - l^2)^{1/2} - l \arccos(l/U)}{\pi}. \tag{8.30}$$

Folosirea acestei expresii este mult ușurată, dacă ne referim la figura 8.7 în care sînt reprezentate curbele $l/V = f(m/V)$ pentru mai multe valori ale parametrului U/V.

În afară de cele două moduri axiale PI_{01}, o fibră optică poate suporta și alte familii de moduri determinate de valoarea lui V. Mai exact, numărul posibil de familii de moduri este dat de numărul de zerouri ale funcției Bessel J_l sub V, considerînd toate ordinele în afara punctelor zero în origine. Fiecare familie de moduri cu $l > 0$ constă din patru moduri diferite ca direcție de polarizare și ca orientare a variației azimutale. Pentru valori mari ale lui V, numărul total N de moduri este determinat de relația aproximativă

$$N \approx \frac{V^2}{2}. \tag{8.31}$$

Cunoscînd valorile lui V, U și W putem calcula constanta de propagare modală k_{lm} și viteza de fază v folosind expresiile

$$k_{lm} = \frac{k(U^2 n_2^2 + W^2 n_1^2)^{1/2}}{V} = \frac{(V/\delta - U^2)^{1/2}}{R_0}, \tag{8.32}$$

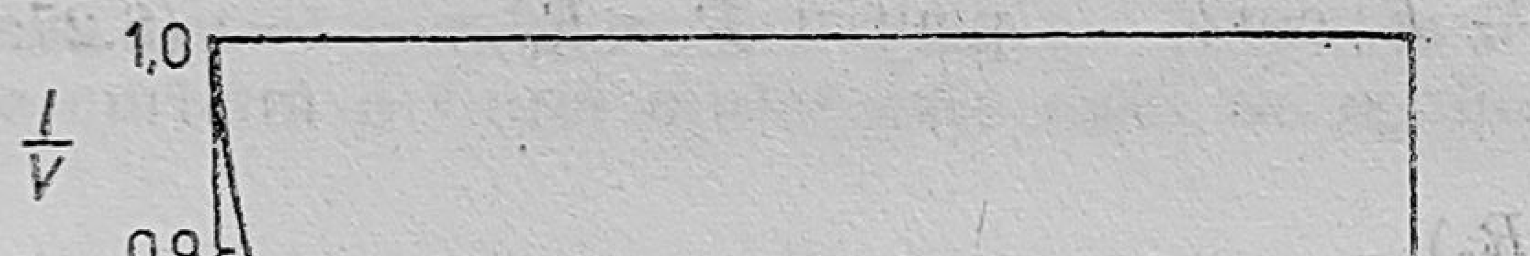


Fig. 8.7. Reprezentarea dependenței funcționale $(l/V) = f(m/V)$, cu U/V ca parametru variabil.

$$v = \frac{ck}{k_{lm}} = \frac{cV}{(U^2 n_2^2 + W^2 n_1^2)^{1/2}}. \tag{8.33}$$

Atenuarea unui anumit mod complet trapat se datorează absorbției și împrăștierii în miezul fibrei optice, în mediul protector al fibrei optice și la suprafața de separare miez-strat protector. Pentru a putea estima valoarea atenuării globale, trebuie cunoscută fracția P_1/P, din puterea P, transportată în miez și densitatea de putere ρ la limita de separare miez-strat protector. Aceste mărimi se pot calcula cu ajutorul relațiilor

$$\frac{P_1}{P} = \left(\frac{W}{V}\right)^2 (1 + \zeta_l) \approx \frac{U^2}{V^2(W^2 + l^2 + 1)^{1/2}} \tag{8.34}$$

și

$$\frac{\rho}{P} = \frac{\iota_l W^2}{\pi R_0^2 V^2}, \tag{8.35}$$

unde

$$\iota_l = \frac{J^2(U)}{J_{l+1}(U) J_{l-1}(U)}.$$

În afara valorilor reale ale lui U și W, obținute ca soluții ale ecuației (8.25), pot exista și valori complexe, ele corespunzînd acelor raze de lumină pentru care $r > r_{max}$ (vezi relația (8.40c)). Dacă razele de lumină intersectează axa optică, ele trec în modul radiativ în fibra optică (nu sînt trapate); dacă însă razele de lumină nu intersectează axa de simetrie a fibrei optice, ele pot fi trapate, într-un interval infinit de îngust de lungimi de undă. În general și aceste raze părăsesc fibra optică printr-un proces de tunelare, de unde și denumirea de *raze tunel* sub care sînt cunoscute.

Conform relației (8.23), orice variație a lungimii de undă implică o variație a lui V, ceea ce, conform relației (8.33), implică și o variație a vitezei de fază. Chiar și în cazul pulsurilor de lumină unimod, dacă lumina nu este monocromatică are loc o împrăștiere a pulsului cînd acesta se propagă prin fibra optică. Această împrăștiere este independentă de cea datorată dispersiei, și ea poate deveni un factor puternic perturbator în comunicațiile la distanță prin fibre optice dacă nu este analizată corect. De exemplu, pentru o fibră optică cu raza $50\ \lambda_0/\pi$ și cu indicii de refracție ai miezului și respectiv materialului protector egali cu $1{,}5 \pm 0{,}015$ valoarea lui V, conform relației (8.23), va fi egală cu 30. Pentru modul PL_{01} relațiile (8.25) și (8.29) dau valorile

$$U = 2{,}33633 \quad \text{și} \quad W = 29{,}90899.$$

Din relația (8.33) rezultă pentru viteza v_{10} valoarea

$$v_{10} \approx 1{,}98 \cdot 10^8 \text{m/s}.$$

Folosind relațiile (8.25) și (8.30) pentru modul PL_{63} se obțin

$$U = 17{,}83 \quad \text{și} \quad W = 24{,}12656,$$

ceea ce, conform relației (8.33), implică

$$v_{33} \approx 1{,}994 \cdot 10^8 \text{ m/s}.$$

Diferența dintre cele două viteze va fi deci de $1{,}4 \cdot 10^6$ m/s. Dacă se dorește să se transmită informațiile la o distanță $L = 1$ km $= 10^3$ m, rezultă o diferență de timp de tranzit

$$\Delta t = L\left(\frac{1}{v_{10}} - \frac{1}{v_{03}}\right) \approx 35 \text{ ns}.$$

Această diferență de timp de tranzit este mai mare decît diferența generată de fenomenul de dispersie.

Atenuarea fasciculului de lumină în timpul propagării de-a lungul fibrei optice se datorează în principal următoarelor cauze : (1) reflexiei la suprafața de intrare în fibra optică, (2) împrăștierii și absorbției în materialul fibrei optice și (3) reflexiei totale incomplete la limita de separare miez-strat.

Atenuarea este mare la începutul fibrei optice după care în fibră se propagă numai modurile trapate rămase.

Fibra optică simplă are deja multiple aplicații practice. Ea poate fi folosită ca aparatură de dimensiuni mici în cele mai diverse dispozitive. De asemenea, ea este folosită pentru transportul energiei radiative în scopuri de încălzire locală a materialelor. De exemplu, în cuplaj cu o lampă incandescentă de 100 W fibra optică simplă s-a folosit pentru sudarea conexiunilor din dispozitivele electronice.

Cînd sînt implicate densități mari de energie radiantă, transmisă, ca în cazul cuplării fibrei optice cu un laser de putere, efectul de solarizare a materialului limitează domeniul de aplicabilitate al fibrei optice. De pildă, pentru o densitate de putere de 15 kW/cm^2 o fibră optică obișnuită, lungă de 1,5 m, își reduce transmitanța în timp de 7 min de la 0,53 la 0,25, din cauza solarizării. Folosirea unor materiale optice cu proprietăți superioare a permis obținerea unor fibre optice în care efectul de solarizare, în condițiile specificate, determină o reducere a transmitanței în timp de o oră de numai 10%.

8.2. CABLURI DIN FIBRE OPTICE

Deși fibra optică simplă are o mare flexibilitate, datorită faptului că energia și cantitatea de informație transmise prin fibră sînt limitate, se folosesc cabluri alcătuite din mai multe fibre optice simple. Cablurile de fibre optice sînt de două feluri :

1) cabluri necoerente sau ghiduri de lumină, care se folosesc atunci cînd energia transmisă nu poartă un semnal sau atunci cînd semnalul transmis de o fibră optică simplă a cablului nu este corelat cu semnalele transmise de celelalte fibre simple ale cablului ; în astfel de cabluri nu este importantă poziția relativă a diferitelor fibre simple care alcătuiesc cablul ;

2) cabluri coerente, folosite în special pentru transmiterea imaginilor ; la asemenea cabluri poziția relativă a diferitelor fibre simple care intră în componența acestora este de importanță vitală.

8.2.1. Cabluri necoerente

Funcția primară a cablurilor necoerente este de a transmite lumina dintr-un loc în alt loc. Avantajele lor față de alte dispozitive optice care pot îndeplini același rol sînt flexibilitatea, eficiența ridicată, compactitatea și posibilitatea de modelare a secțiunii transversale a fasciculului luminos. Flexibilitatea permite ghidarea luminii după drumuri complicate fără să fie necesară folosirea oglinzilor sau a prismelor. Eficiența ridicată este asigurată de faptul că apertura numerică poate avea valori mai mari decît unu. Cu ajutorul cablurilor optice se

poate modifica atît forma secțiunii transversale a unui fascicul luminos cît și numărul de fascicule transmise; un singur fascicul de lumină poate fi divizat în mai multe fascicule de lumină separate, sau mai multe fascicule de lumină pot fi combinate într-un singur fascicul de lumină.

Structura de aranjare a fibrelor optice simple într-un cablu poate fi sau hexagonală sau pătratică, așa cum se arată schematic în figura 8.8. Într-un montaj hexagonal fibrele optice ocupă o fracțiune egală cu $\pi/2\sqrt{3} = 0{,}9069$ din suprafața unui element de rețea (reprezentat punctat în figură), dacă nu se ia în considerație grosimea stratului protector de material, și ocupă o fracțiune egală cu $0{,}9069\ R_0/R_1$ dacă se consideră și grosimea stratului protector, R_1 fiind raza secțiunii transversale corespunzătoare stratului protector. Într-un aranjament pătratic fracțiunea este de $\pi/4 = 0{,}785$, ceea ce determină ca transmitanța acestor cabluri să fie mai mică decît cea a cablurilor cu aranjament hexagonal de $2/\sqrt{3} = 1{,}155$ ori.

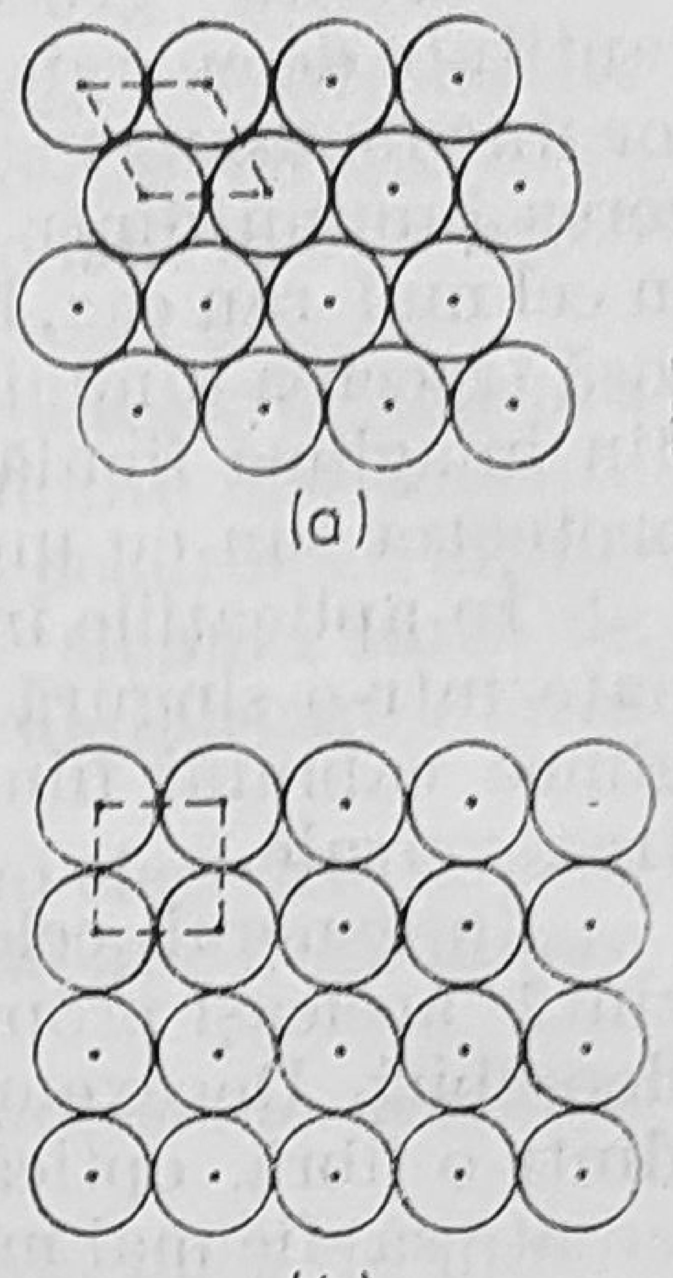


Fig. 8.8. Schema structurii de aranjare a fibrelor optice simple într-un cablu de fibre optice: a) aranjament hexagonal; b) aranjament pătratic.

Diametrul fibrelor optice de sticlă folosite pentru alcătuirea cablurilor poate ajunge pînă la valori de 0,15 mm fără ca flexibilitatea cablului să se reducă prea mult. Dacă se folosesc fibre optice de material plastic, diametrul maxim poate fi de cca 1,5 mm. Prin curbarea (îndoirea) cablurilor, cele mai solicitate sînt fibrele optice exterioare. Astfel de solicitări duc la micșorarea transmitanței cablului. În cazul cablurilor de sticlă transmitanța se stabilizează la o valoare cu cca 1 sau 2% mai mică decît cea inițială după aproximativ 100 de solicitări, pe cînd la cablurile din fibre de material plastic transmitanța continuă să se reducă cu creșterea numărului de solicitări.

Temperatura pînă la care se folosesc cablurile de sticlă depinde de materialul stratului protector și de materialul folosit pentru unirea fibrelor și poate fi de pînă la 400°C, iar temperatura maximă la care se mai pot folosi cablurile de plastic este impusă de materialul plastic folosit pentru obținerea fibrelor (vezi capitolul 3).

8.2.2. Cabluri coerente

Deoarece fiecare fibră optică simplă, componentă a cablului, poate transporta o anumită cantitate de energie, corespunzătoare unui anumit element de suprafață a obiectului, independent și fără influența fibrelor vecine, cablurile coerente servesc pentru transmiterea imaginilor dintr-un loc în altul.

Ca și în cazul cablurilor necoerente, fibra optică este extrasă din furnal pe un tambur, avînd însă grijă acum de a poziționa spirele succesive ale elicoidului unele lîngă altele fără să se suprapună. După ce s-a obținut lățimea dorită, se depune un nou strat prin inversarea sensului se spiralare a fibrei, numărul straturilor depinzînd de numărul de fibre care trebuie să alcătuiască cablul. După ce s-a realizat numărul dorit de straturi, fibrele de pe tambur se taie paralel cu axa tamburului, se desprind de pe tambur și se lipesc unele de altele. Lungimea cablului este egală cu lungimea circumferinței tamburului. Procedeul nu permite obținerea unor fibre mai subțiri de cca 20 μm, motiv pentru care se procedează la reîncălzirea cablului și întinderea sa obținîndu-se fibre cu diametre de cca 5 μm.

Datorită grosimii finite a materialului învelișului protector, o anumită cantitate de energie se pierde. Împrăștierile din miezul fibrei și la suprafața fibrelor duc de asemenea la pierderi de energie. Ambele fenomene contribuie la trecerea luminii dintr-o fibră în alta. În cazul cablurilor necoerente aceasta duce, în cel mai rău caz, la micșorarea fluxului luminos. În cazul cablurilor coerente însă trecerea luminii dintr-o fibră în alta este însoțită de micșorarea contrastului din imaginea finală, motiv pentru care fibrele se acoperă cu un strat metalic protector sau cu un strat opac de sticlă.

În aplicațiile în care nu este necesară flexibilitatea, cablurile pot fi îmbinate într-o singură unitate rigidă și se numesc conductori de imagine, lungimea cablului fiind de cele mai multe ori mai mică decît lățimea secțiunii transversale.

În general, cele două tipuri de cabluri optice, coerente și necoerente prezintă aceleași proprietăți optice, deși din anumite puncte de vedere pot apărea deosebiri. De exemplu, folosirea izolației pentru prevenirea trecerii luminii dintr-o fibră optică în alta face ca apertura numerică a cablurilor optice coerente să fie mai mică din cauza creșterii atenuării razelor de lumină mai înclinate față de axă. În plus, de interes deosebit devine funcția de propagare efectivă.

Izolația dintre fibre nu este perfectă, încît, de aceea, în fibre poate apărea lumină parazită. Cînd iluminarea suprafeței de intrare a cablului se menține în conul de lumină cu semiunghiul la vîrf $i < i_{max}$, lumina parazită se poate datora uneia din următoarele cauze:

1) pătrunderea luminii prin materialul dintre miezul fibrelor,
2) abaterea de la reflexia internă totală,
3) împrăștierea luminii în fibră sau la suprafața ei,
4) curbarea cablului.

Fracțiunea din lumina totală corespunzătoare spațiilor dintre miezul fibrelor optice este dată, pentru un aranjament hexagonal, de relația

$$\eta = 1 - 0{,}9069 \frac{R_1^2}{R_2^2}. \tag{8.36}$$

Dacă lumina incidentă nu se menține în conul optim de lumină, o mare parte din ea nu mai este ghidată. De exemplu, cînd se folosește o sursă de radiație luminoasă lambertiană, fracțiunea de lumină neghidată va fi

$$\eta = 1 - \sin^2 i_{max} = \cos^2 i_{max}. \tag{8.37}$$

În sfîrșit, orice defect constructiv al fibrelor optice poate duce la distorsionarea imaginilor. Aceste distorsiuni includ punctele întunecoase datorate fibrelor rupte sau sparte și deformările imaginilor datorate alinierii incorecte a fibrelor în cablu. De cele mai multe ori abaterile de la alinierea axială determină o deplasare laterală a imaginii.

8.2.3. Aplicații ale cablurilor optice

Cînd se folosesc în tehnica iluminatului, fibrele optice prezintă mai multe avantaje față de sistemele clasice, avantaje care vor fi prezentate în continuare.

a. Fibrele optice permit separarea sursei de lumină de suprafața ce trebuie iluminată, fapt de importanță esențială în special în aparatele optice medicale introduse în orgnism pentru inspecția vizuală a diferitelor organe interne. Metodele clasice de observare bazate pe folosirea lămpii cu incandescență complică mult sistemul optic, nu permit obținerea unor iluminări suficiente și

prezintă riscuri din punctul de vedere al conexiunilor electrice. Toate aceste dificultăți se înlătură dacă iluminarea se face via o fibră optică subțire.

b. Cablurile optice permit miniaturizarea, o problemă crucială în aplicațiile care implică folosirea mai multor surse de lumină.

c. Fibrele optice se pot folosi pentru iluminarea instrumentelor de măsură și control. De exemplu, un sistem optic poate încorpora mai multe instrumente care, din punct de vedere clasic, se iluminează separat folosind becurile cu incandescență. Folosirea unui cablu de fibre optice iluminat de o singură sursă de lumină poate diviza fasciculul de lumină în mai multe fascicule, fiecare dintre acestea folosindu-se pentru iluminarea unui instrument.

d. Metoda de cuplare sau decuplare a diferitelor conexiuni electrice, bazată pe folosirea fibrelor optice, asigură o protecție ridicată și capătă o extindere tot mai mare.

e. Controlul surselor de lumină localizate în locuri greu accesibile deschide un cîmp larg de aplicații pentru cablurile optice.

f. Se știe că sursele de lumină întinse prezintă o eficiență mică de iluminare a unor suprafețe mici, în special cînd acestea sînt fantele dreptunghiulare ale aparatelor optice. Folosirea unor cabluri optice a căror secțiune transversală variază continuu de la forma circulară la forma alungită prezintă un avantaj potențial.

g. Fibrele optice pot fi folosite pentru obținerea unor corelatori multicanal, fasciculele provenite din diferite locuri putînd fi sumate sub forma unui singur semnal.

Cînd se folosesc în tehnica sistemelor de comunicații, fibrele optice oferă avantaje multiple față de sistemele clasice. Astfel de aplicații trebuie însă să ia în considerație nu numai posibilitățile de distorsionare a semnalelor transmise ci și posibilitățile de distrugere în timp a cablurilor de fibre optice, în special datorită fragilității fibrelor de sticlă. Protecția cablurilor optice trebuie asigurată față de abraziune și contaminare, față de tensiunea la întindere, și față de tensiunea datorată îndoirii. Straturile protectoare, folosite pentru asigurarea condițiilor impuse de folosirea în condiții de securitate a cablurilor optice, pot ocupa o parte importantă din întregul volum al cablului.

Întrucît funcția unui sistem de comunicații este aceea de a transmite informații, asemenea sisteme trebuie apreciate și comparate în raport cu capacitatea de informare a unui canal. Din acest punct de vedere, mărirea capacității de informare este legată de micșorarea împrăștierii impulsului, datorată atît dispersiei de material cît și dispersiei modale, și de creșterea puterii de transmisie sub un raport semnal/zgomot convenabil.

Cît privește posibilitatea de a folosi cablurile optice coerente pentru a transmite imaginile dintr-un loc în altul, trebuie pornit de la faptul că este imposibil să se așeze fibra optică în contact cu obiectul. Procedeul este de a forma imaginea obiectului pe fața de intrare a cablului folosind mijloacele clasice. Adesea este necesar ca imaginea formată pe fața de ieșire a cablului să fie mărită, folosind tot mijloacele clasice. Combinația *obiectiv-cablu coerent de fibre optice-ocular* este cunoscută sub denumirea de *fibroscop*.

Fibroscoapele au deja multiple aplicații atît în medicină cît și în industrie, în special pentru controlul suprafețelor interne la care accesul prin mijloace clasice nu este posibil.

Există încă multe aplicații ale fibrelor optice pentru obținerea imaginilor în mărime naturală, pentru realizarea tuburilor convertor cu fascicul baleiat sau în fotografia ultrarapidă. Progresele obținute pînă acum în domeniul fibrelor optice și cele care vor fi obținute mai departe deschid calea dezvoltării unui nou domeniu de vîrf al opticii, *optica integrată*.

Capitolul 9

DETECTORII ELECTROOPTICI

Detectarea radiației optice se face cel mai des prin conversia energiei radiante într-un semnal electric, a cărui intensitate se măsoară folosind tehnicile convenționale. Mecanismele fizice implicate în conversia energie radiantă-semnal electric sînt :

1) excitarea electronilor dintr-un solid din banda de valență în banda de conducție ; dacă energia cinetică a electronilor excitați este suficient de mare, electronii difuzează la suprafața solidului și-l pot părăsi ;

2) generarea de purtători de sarcină mobili într-un solid și creșterea conductibilității electrice a acestuia ;

3) variația temperaturii elementului de detectare pe seama absorbției radiației incidente.

Denumirile detectorilor electrooptici derivă din procesele implicate în generarea semnalului electric și din modul în care sînt construiți.

În acest capitol vom analiza aspecte legate de modul de funcționare și de folosire a cinci tipuri mai importante de detectori electrooptici și anume : celulele fotoelectrice, fotomultiplicatorii, detectorii fotoconductivi, fotodiodele și fototranzistorii.

Celulele fotoelectrice furnizează un semnal electric proporțional cu fluxul radiației incidente. Ele sînt de două feluri :

— *celule fotoelectrice cu vid*, care prezintă cea mai mare stabilitate dintre toate tipurile de detectori electrooptici, însă au o sensibilitate relativ mică ; buna lor stabilitate le face adecvate în măsurările fotometrice de precizie ;

— *celule fotoelectrice cu gaz*, care au o stabilitate mai mică decît cele precedente, însă au o sensibilitate de cîteva ori mai mare ; aplicațiile lor sînt limitate la detectarea semnalelor luminoase, continue sau în domeniul frecvențelor audio.

Fotomultiplicatorii sînt detectorii electrooptici cei mai des folosiți pentru măsurarea semnalelor optice din domeniile spectrale ultraviolet, vizibil și infraroșu. Deoarece funcționează în condiții de amplificare înaltă a semnalelor electrice și au un zgomot mic, ei sînt cei mai sensibili detectori, putînd decela semnale luminoase pînă la limita de aproximativ 10^{-19} W.

Detectorii fotoconductivi, cu o robustețe mecanică bună și cu o sensibilitate relativ ridicată, au avantajul principal, față de fotomultiplicatori, că pot detecta radiații cu lungimi de undă mari, de pînă la aproximativ $5 \cdot 10^4$ nm. În cazul în care se folosesc pentru conversia energiei solare în energie electrică, se numesc celule solare.

Fotodiodele se folosesc în cazul unor fluxuri luminoase mari și prezintă marele avantaj că au dimensiuni mici. Deși mai rapide și mai stabile decît detectorii fotoconductivi, avînd și un răspuns aproximativ proporțional cu fluxul luminos, sînt totuși mai puțin sensibile.

Fototranzistorii prezintă multe asemănări cu fotodiodele și au o amplificare mai mare decît acestea, dar aplicațiile lor sînt încă limitate.

9.1. ASPECTE TEORETICE ȘI FENOMENOLOGICE GENERALE

Transformarea semnalului optic într-un semnal electric de către un detector electrooptic se realizează prin intermediul unui element de corp solid. Înțelegerea mecanismelor fizice implicate necesită deci cunoștințe de fizica corpului solid.

9.1.1. Elemente de fizica corpului solid

Prin *corp solid* înțelegem în această carte un *metal* sau un *semiconductor* în stare cristalină (*cristal*). Una dintre caracteristicile importante ale solidelor este *conductivitatea electrică*, σ, mărime care pentru diferitele tipuri de solide este cuprinsă într-un interval de valori extraordinar de mare.

Numeroase experiențe arată că spectrul energetic al electronilor în corpul solid este format din benzi de energie permisă și benzi de energie interzisă. Ultima bandă complet ocupată se numește *bandă de valență*, iar următoarea bandă neocupată sau parțial ocupată se numește *bandă de conducție*. Trebuie reținut că în cazul metalelor banda de conducție este parțial ocupată. Banda de conducție este separată de banda de valență prin așa-numita *bandă interzisă*, de lărgime E_g. Deosebirea dintre semiconductori și izolatori este, în principal, că lărgimea E_g a benzii interzise este mai mare la izolatori decît la semiconductori. Dacă electronii din banda de valență ai unui semiconductor sînt excitați printr-un mijloc oarecare în banda de conducție, atunci semiconductorul poate deveni un bun conducător de electricitate. O asemenea excitare nu este necesară în metale, în care există deja electroni în banda de conducție. Clasificarea corpurilor solide în metale, semiconductori și izolatori se bazează deci nu atît pe structura benzilor energetice, care se formează în principiu la fel pentru toate cele trei tipuri de corpuri solide, ci mai ales pe gradul de ocupare cu electroni a nivelurilor energetice din benzi și pe lărgimea benzii interzise.

În afară de benzile permise spectrul energetic al electronului în cristal mai conține și diferite tipuri de niveluri discrete, provenite de la anumite stări locale determinate de impurități, de defecte ale rețelei cristaline sau de interacțiuni de tip multielectronic. Nivelurile locale se pot distribui în spectrul electronic al solidului fie în benzile interzise, fie suprapuse peste benzile permise. În cazul semiconductorilor impuritățile influențează în mod esențial majoritatea proprietăților fizice ale acestor materiale și în special conductibilitatea electrică. Dacă impuritatea introdusă are valența mai mare decît cea a atomilor cristalului, impuritatea cedează cristalului un număr de electroni egal cu diferența dintre valența atomului impuritate și valența atomilor cristalului, electroni care trec în banda de conducție. Impuritățile cu valența mai mare decît valența cristalului se numesc *donori*, iar semiconductorul cu impurități donoare se nu-

mește *semiconductor de tip n*, după semnul negativ al purtătorilor de sarcină. Dacă impuritatea introdusă are valența mai mică decît cea a atomilor cristalului, impuritatea furnizează cristalului purtători de sarcină pozitivă (goluri) al căror număr este egal cu diferența dintre valența atomilor cristalului și valența atomului impuritate. Impuritățile de valență mai mică decît valența cristalului se numesc *acceptori*, iar semiconductorul cu impurități acceptoare se numește *semiconductor de tip p*, după semnul pozitiv al purtătorilor de sarcină (golurile) considerați liberi în banda de valență.

Din punctul de vedere al lărgimii și aspectului benzii interzise semiconductorii pot fi *intrinseci* sau *extrinseci*. Semiconductorii intrinseci nu au niveluri adiționale în interiorul benzii interzise. În general, la acești semiconductori intervalul dintre banda de valență și cea de conducție este mic. Semiconductorii extrinseci (sau cu impurități) sînt caracterizați prin prezența în banda interzisă a unor niveluri energetice suplimentare. Nivelurile donoare sînt dispuse în banda interzisă aproape de limita inferioară a benzii de conducție, iar nivelurile acceptoare sînt dispuse în banda interzisă aproape de limita superioară a benzii de valență. Semiconductorii pot avea în banda interzisă fie numai niveluri donoare, fie numai niveluri acceptoare, fie atît niveluri donoare cît și niveluri acceptoare, suplimentare. Semiconductorii extrinseci de tipul n au proprietatea că sub acțiunea unui semnal extern electronii de pe nivelurile donoare pot trece în banda de conducție, iar semiconductorii extrinseci de tipul p au proprietatea că sub acțiunea unui semnal extern electronii din banda de valență pot trece pe nivelurile acceptoare (rămînînd acolo) și lasă goluri în banda de valență. În ambele cazuri rezultă o creștere a conductivității semiconductorului.

Teoria arată că energia maximă pe care o poate avea un electron dintr-un corp solid nu poate fi mai mare decît energia Fermi, F. Deoarece la zero absolut toate nivelurile din banda de conducție a unui semiconductor sînt neocupate, rezultă că nivelul Fermi se află sub banda de conducție. Pe de altă parte, pentru $T = 0$ toate nivelurile din banda de valență sînt ocupate, deci banda de valență se află sub nivelul Fermi. Prin urmare, nivelul Fermi la semiconductori se află situat în banda interzisă. Pentru semiconductorul intrinsec nivelul Fermi este situat cam la jumătatea benzii interzise.

9.1.2. Efectul fotoelectric

Fie un cristal oarecare cu structura de benzi reprezentată schematic în figura 9.1a. Fenomenele de interes apar între banda de valență, unde electronii sînt aproape imobili, banda de conducție, unde electronii sînt destul de mobili (separate de banda interzisă) și banda ,,liberă'', semiinfinită, situată în afara suprafeței cristalului și suprapusă parțial peste banda de conducție. Dacă electronul primește suficientă energie din afară pentru a trece din banda de valență pe nivelul vidului de energie V, există posibilitatea ca electronul să părăsească cristalul și să fie detectat folosind tehnici convenționale.

Fenomenul al cărui rezultat este eliberarea de electroni dintr-un cristal sub acțiunea radiației incidente se numește *efect fotoelectric*.

Timpul de răspuns al unui detector care are la bază efectul fotoelectric este de ordinul nanosecundelor și este format din timpul de excitare a electronului din banda de valență în banda de conducție, egal aproximativ cu 10^{-12} s și timpul de difuzie a electronului din banda de conducție la suprafața cristalului.

Deoarece nu toţi fotonii incidenţi participă la excitarea electronilor din cristal, se defineşte *randamentul cuantic* al procesului ca acea fracţiune din numărul fotonilor incidenţi care este implicată în procesul de detecţie.

Înţelegerea mecanismului de eliberare a electronilor dintr-un solid este relativ simplă, dacă se folosesc reprezentările schematice din figura 9.1 a,b. Deoarece la temperaturi obişnuite electronii din solid nu pot avea energii mai mari decît energia Fermi F, un electron excitat poate ajunge în banda liberă numai dacă absoarbe o cantitate de energie cel puţin egală (însă nu mai mică) cu diferenţa dintre energia nivelului vidului şi energia Fermi. Această valoare minimă a energiei de absorbţie se numeşte *energie de extracţie*, E_{ex}, şi este dată de relaţia

$$E_{ex} = V - F. \qquad (9.1)$$

Energia fotonului, dată de relaţia

$$h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = E_{ex}, \qquad (9.2)$$

se numeşte energia de prag, iar frecvenţa ν_0 şi lungimea de undă λ_0 se numesc *frecvenţa de prag* şi, respectiv, *lungime de undă de prag*. Energia de extracţie, frecvenţa de prag şi lungimea de undă de prag sînt mărimi caracteristice pentru o substanţă dată. Dacă energia $h\nu$ a fotonului incident este mai mare decît energia de extracţie E_{ex}, electronii excitaţi vor părăsi solidul cu energia cinetică E_c, dată de relaţia

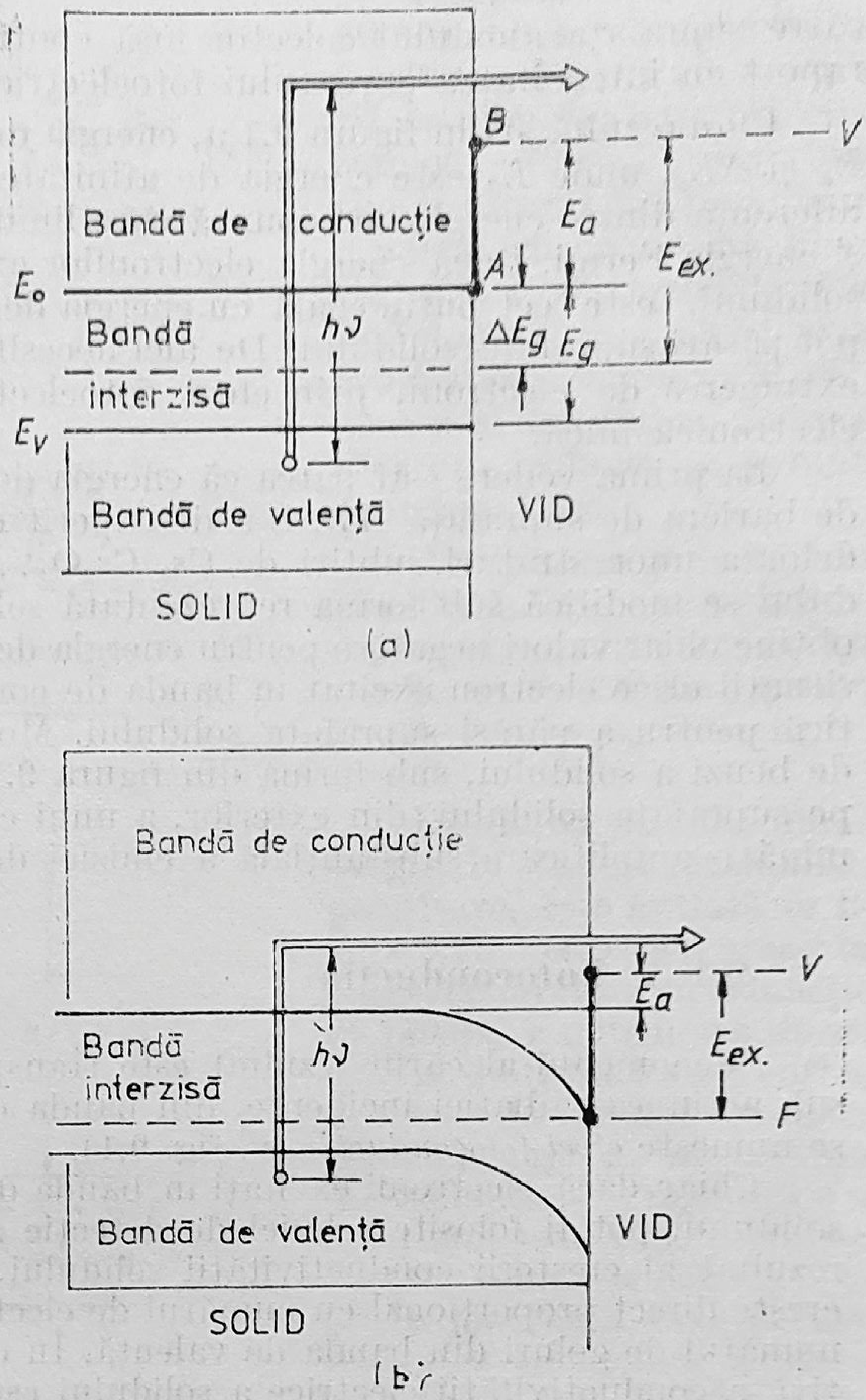


Fig. 9.1. Structura de bandă a solidului şi reprezentarea schematică a fenomenului de emisie fotoelectronică; (a) — structura de bandă normală; (b) — structura de bandă deformată. Cu F şi V am notat energia Fermi şi respectiv energia nivelului vidului, iar cu AB bariera de suprafaţă. E_a este energia de afinitate electronică, iar E_{ex} energia de extracţie. Săgeţile ilustrează emisia fotoelectronică datorată absorbţiei fotonului cu energia $h\nu$.

$$E_c = h\nu - E_{ex}. \qquad (9.3)$$

Energia cinetică a fotoelectronilor emişi ca rezultat al efectului fotoelectric nu joacă nici un rol în mecanismul de detecţie a semnalului electric, care are la bază accelerarea fotoelectronilor într-un cîmp electric aplicat din exterior. Este adevărat că o parte din fotoelectroni sînt emişi avînd direcţia impulsului

către suprafața anodului colector însă contribuția acestora este neglijabilă în raport cu intensitatea curentului fotoelectric total.

Cum rezultă și din figura 9.1 a, energia de extracție E_{ex} este suma energiilor E_a și ΔE_g, unde E_a este energia de afinitate electronică a substanței, iar ΔU_g diferența dintre energia corespunzătoare limitei inferioare a benzii de conducție și energia Fermi. Dacă energia electronilor excitați, care difuzează la suprafața solidului, este cel puțin egală cu energia de afinitate electronică E_a, electronii pot păsări suprafața solidului. De aici necesitatea ca materialele folosite pentru extragerea de electroni, prin efect fotoelectric, să aibă energia de afinitate electronică mică.

La prima vedere s-ar părea că energia de afinitate electronică este limitată de bariera de suprafață AB. S-a descoperit însă că aplicarea la suprafața solidelor a unor straturi subțiri de Cs, Cs_2O, . . ., etc., structura de benzi a solidului se modifică sub forma reprezentată schematic în figura 9.1b, putîndu-se obține chiar valori negative pentru energia de afinitate electronică. În asemenea situații orice electron excitat în banda de conducție are suficientă energie cinetică pentru a părăsi suprafața solidului. Modificări substanțiale ale structurii de benzi a solidului, sub forma din figura 9.1 b, pot fi obținute prin aplicarea pe suprafața solidului, din exterior, a unui cîmp electric intens, ceea ce determină o amplificare substanțială a emisiei de fotoelectroni (efectul Schottky).

9.1.3. Fotoconducția

Fenomenul al cărui rezultat este transportul de electroni dintr-un solid, sub acțiunea radiației incidente, din banda de valență în banda de conducție se numește *efect fotoconductiv* (v. fig. 9.1).

Chiar dacă electronii excitați în banda de conducție nu părăsesc suprafața solidului, pot fi folosite tehnici de detecție a semnelelor electrice obținute ca rezultat al creșterii conductivității solidului întrucît conductivitatea electrică crește direct proporțional cu numărul de electroni din banda de conducție și cu numărul de goluri din banda de valență. În condiții de echilibru, variația relativă a conductivității electrice a solidului este dată de relația

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = k\,\Delta n = \frac{r+1}{rn+1}\,v\tau, \tag{9.4}$$

unde k este constanta de proporționalitate, n densitatea electronilor din banda de conducție, Δn variația densității electronilor din banda de conducție, p densitatea golurilor din banda de valență, v viteza volumică de generare a purtătorilor de sarcină, iar τ timpul de viață al purtătorilor de sarcină. Starea de echilibru depinde de timpul de viață τ al purtătorilor de sarcină. Materialele de tipul semiconductorilor au valori mari pentru τ, astfel că procesul de obținere a stării de echilibru este lent, ceea ce face ca fotoconductorii să prezinte un răspuns mic la variațiile de înaltă frecvență ale fluxului luminos.

9.1.4. Joncțiunea $p-n$

Înțelegerea mecanismului de funcționare a fotodiodelor necesită cunoașterea proceselor implicate într-o joncțiune $p-n$. Fie o joncțiune $p-n$ de forma prezentată în figura 9.2 caracterizată prin variații abrupte ale densității purtătorilor de sarcină cînd se trece de la *regiunea n* a semiconductorului (regi-

unea dopată cu donori) la *regiunea p* a semiconductorului (regiunea dopată cu acceptori). În regiunea n purtătorii de sarcină, liberi, majoritari, sînt electronii, iar în regiunea p purtătorii de sarcină, liberi, majoritari, sînt golurile. Profilul dopării sau, altfel spus, densitatea donorilor din regiunea n şi densitatea acceptorilor din regiunea p, se arată în figura 9.2a.

Joncţiunea $p - n$, uşor idealizată, are caracteristic faptul că n_D=constant pentru $x > 0$, n_A = constant pentru $x < 0$ şi $n_D = n_A = 0$ pentru $x = 0$.

Diagrama benzilor de energie, în absenţa tensiunii de polarizare, este arătată în figura 9.2b. Pentru a reprezenta energia unui electron în funcţie de poziţia x putem considera oricare dintre cele două curbe, deci energia minimă necesară pentru a deplasa un electron din regiunea n în regiunea p a joncţiunii este eV_d, mărimea V_d numindu-se tensiunea proprie a joncţiunii. Considerînd separarea energetică a nivelului Fermi faţă de limita superioară a benzii de valenţă, specificată prin energia E_p, şi separarea energetică a nivelului Fermi faţă de limita inferioară a benzii de conducţie, specificată prin energia E_n, rezultă

$$eV_d = E_g - (E_n + E_p).$$

Distribuţia potenţialului din joncţiunea polarizată invers este arătată în figura 9.2c, V_a fiind tensiunea de polarizare. Bariera de potenţial de-a lungul joncţiunii creşte de la eV_d la $e(V_a + V_d)$. Variaţia potenţialului cu poziţia

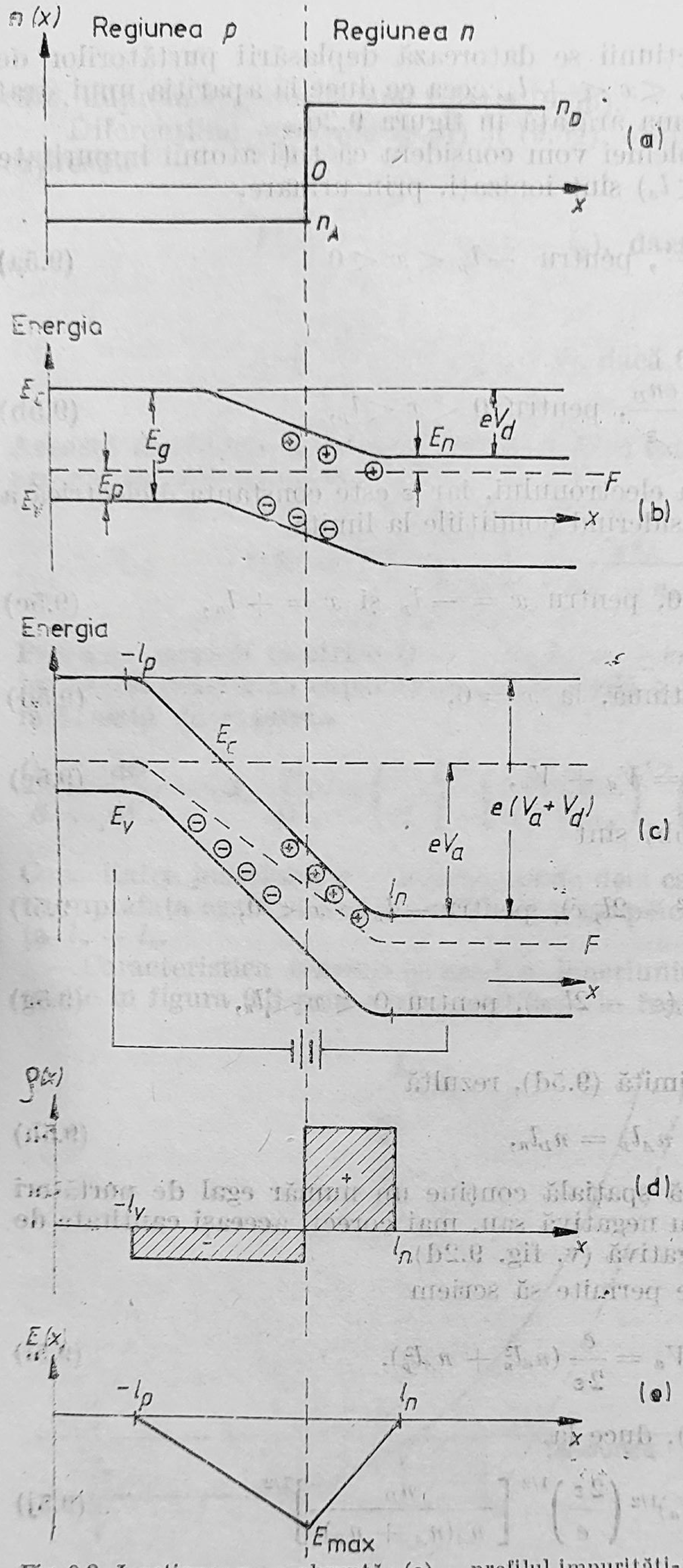


Fig. 9.2. Joncţiunea p—n abruptă : (a) — profilul impurităţilor ; (b)—structura de bandă în absenţa polarizării ; (c)—structura de bandă în cazul polarizării inverse ; (d)—densitatea de sarcină în stratul de baraj ; (e) — intensitatea cîmpului electric. Cercurile din (b) şi (c) reprezintă atomii impuritate ionizaţi din stratul de baraj.

între cele două regiuni ale joncțiunii se datorează deplasării purtătorilor de sarcină, mobili, din regiunea $-l_p < x < +l_n$, ceea ce duce la apariția unui strat dublu de sarcină spațială de forma arătată în figura 9.2d.

În tratarea analitică a problemei vom considera că toți atomii impuritate din stratul de baraj $(-l_p < x < l_n)$ sînt ionizați, prin urmare,

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{en_A}{\varepsilon}, \text{ pentru } -l_p < x < 0 \tag{9.5a}$$

și

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{en_D}{\varepsilon}, \text{ pentru } 0 < x < l_p, \tag{9.5b}$$

unde $-e$ este sarcina electrică a electronului, iar ε este constanta dielectrică a materialului semiconductor. Considerînd condițiile la limită

$$E = -\frac{dV}{dx} = 0, \text{ pentru } x = -l_p \text{ și } x = +l_n, \tag{9.5c}$$

$$\frac{dV}{dx} \text{ este discontinuă, la } x = 0, \tag{9.5d}$$

$$V(l_n) - V(-l_p) = V_d + V_a, \tag{9.5e}$$

soluțiile ecuațiilor (9.5a) și (9.5b) sînt

$$V(x) = \frac{e}{2\varepsilon} n_A(x^2 + 2l_px), \text{ pentru } -l_p < x < 0, \tag{9.5f}$$

$$V(x) = -\frac{e}{2\varepsilon} n_D(x^2 - 2l_nx), \text{ pentru } 0 < x < l_n, \tag{9.5g}$$

din care, pe baza condiției la limită (9.5d), rezultă

$$n_Al_p = n_Dl_n, \tag{9.5h}$$

deci stratul de baraj de sarcină spațială conține un număr egal de purtători de sarcină electrică pozitivă sau negativă sau, mai corect, aceeași cantitate de sarcină electrică pozitivă și negativă (v. fig. 9.2d).

Condiția la limită (9.5e) ne permite să scriem

$$V_d + V_a = \frac{e}{2\varepsilon}(n_dl_n^2 + n_Al_p^2), \tag{9.5i}$$

relație care, împreună cu (9.5h), duce la

$$l_p = (V_d + V_a)^{1/2}\left(\frac{2\varepsilon}{e}\right)^{1/2}\left[\frac{n_D}{n_A(n_A + n_D)}\right]^{1/2} \tag{9.5j}$$

și

$$l_n = (V_d + V_a)^{1/2}\left(\frac{2\varepsilon}{e}\right)^{1/2}\left[\frac{n_A}{n_D(n_A + n_D)}\right]^{1/2}, \tag{9.5k}$$

care, împreună, dau din nou relația (9.5h).

Diferențiind ecuațiile (9.5f) și (9.5g), obținem pentru cîmpul electric $E(x)$ expresiile

$$E(x) = -\frac{e}{\varepsilon} n_A(x + l_p), \text{ dacă } -l_p < x < 0, \qquad (9.5l)$$

$$E(x) = -\frac{e}{\varepsilon} n_D(l_n - x), \text{ dacă } 0 < x < l_n. \qquad (9.5m)$$

Această distribuție a cîmpului electric $E(x)$ este arătată în figura 9.2e. Cîmpul are valoarea maximă la $x = 0$,

$$E_{\max} = -2(V_d + V_a)^{1/2}\left(\frac{e}{2\varepsilon}\right)^{1/2}\left(\frac{n_D n_A}{n_A + n_D}\right)^{1/2} = -\frac{2(V_d + V_A)}{l_p + l_n}. \qquad (9.5n)$$

Prezența sarcinii electrice $Q = \pm e n_A l_p = \pm e n_D l_n$ pe unitatea de suprafață a joncțiunii determină capacitatea diferențială a joncțiunii, pe unitatea de suprafață, dată de expresia

$$\frac{C_d}{S} = \frac{dQ}{dV_a} = e n_A \frac{dl_p}{dV_a} = \left(\frac{e\varepsilon}{2}\right)^{1/2}\left(\frac{n_A n_D}{n_A + n_D}\right)^{1/2}\left(\frac{1}{V_a + V_d}\right)^{1/2} = \frac{\varepsilon}{l_p + l_n}. \qquad (9.5o)$$

Capacitatea joncțiunii $p - n$ corespunde deci capacității unui condensator plan cu suprafața egală cu cea a joncțiunii și cu plăcile plan paralele aflate la distanța $l_p + l_n$.

Caracteristica tensiune-curent a joncțiunii $p - n$ este reprezentată schematic în figura 9.3 prin curba continuă, în regim de diodă semiconductoare, și prin curba discontinuă, în regim de fotodiodă. Valoarea I_s a curentului electric în absența polarizării se numește *curent de scurtcircuit*. În circuit deschis fotocurentul I_s determină apariția unei tensiuni V_0, fenomen cunoscut sub denumirea de efect fotovoltaic.

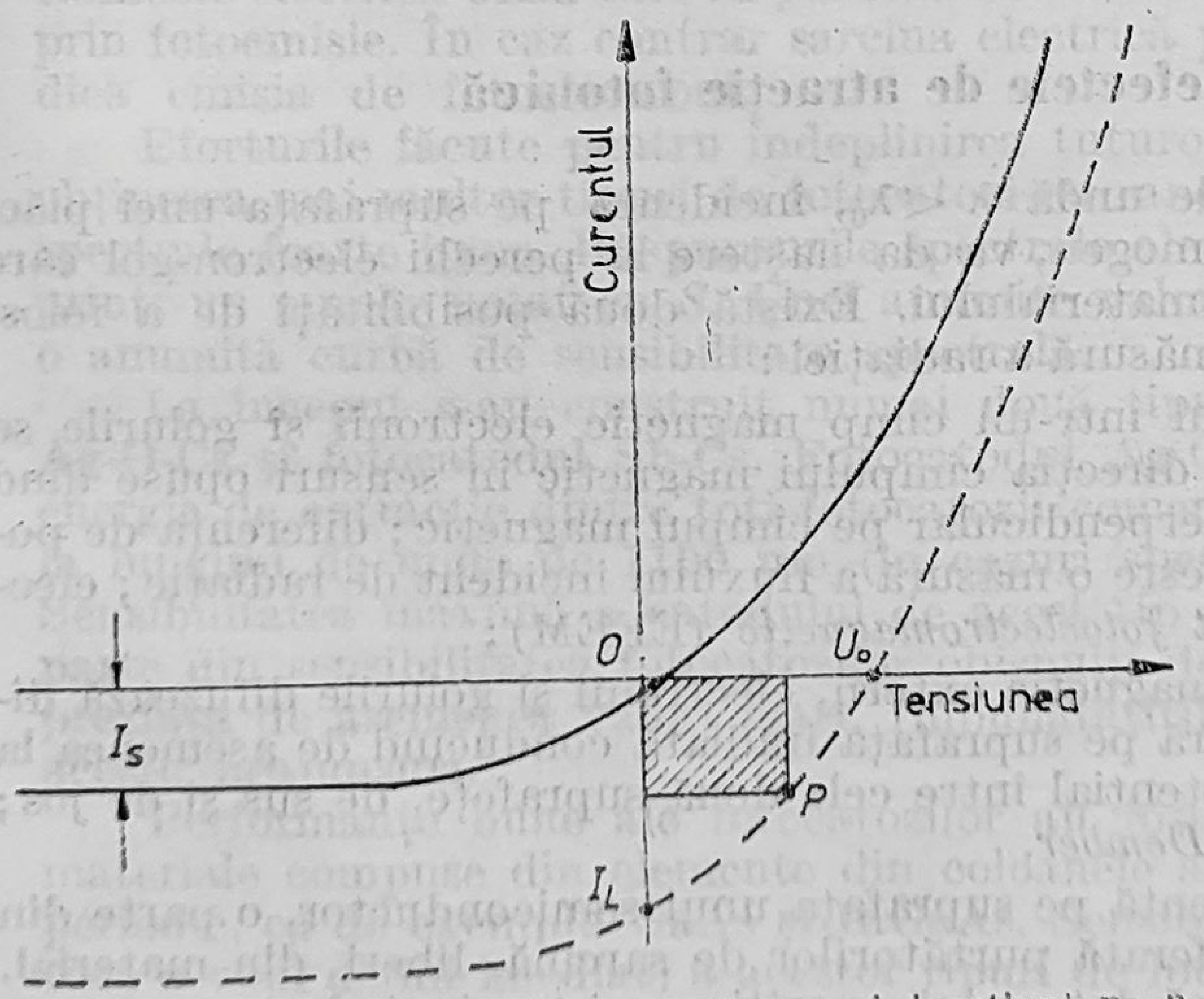


Fig. 9.3. Caracteristica tensiune-curent a unei joncțiuni $p-n$ în întuneric (curba continuă) și sub acțiunea radiației optice (curba întreruptă). U_0 este tensiunea în circuit deschis, iar I_L curentul de scurtcircuit.

Timpii de viață ai purtătorilor de sarcină din fotodiode sînt mult mai mici decît cei din fotoconductori, limita de frecvență a fotodiodelor fiind de 0,1 MHz. Această limită poate fi crescută substanțial în cazul diodelor (*pin*). De asemenea

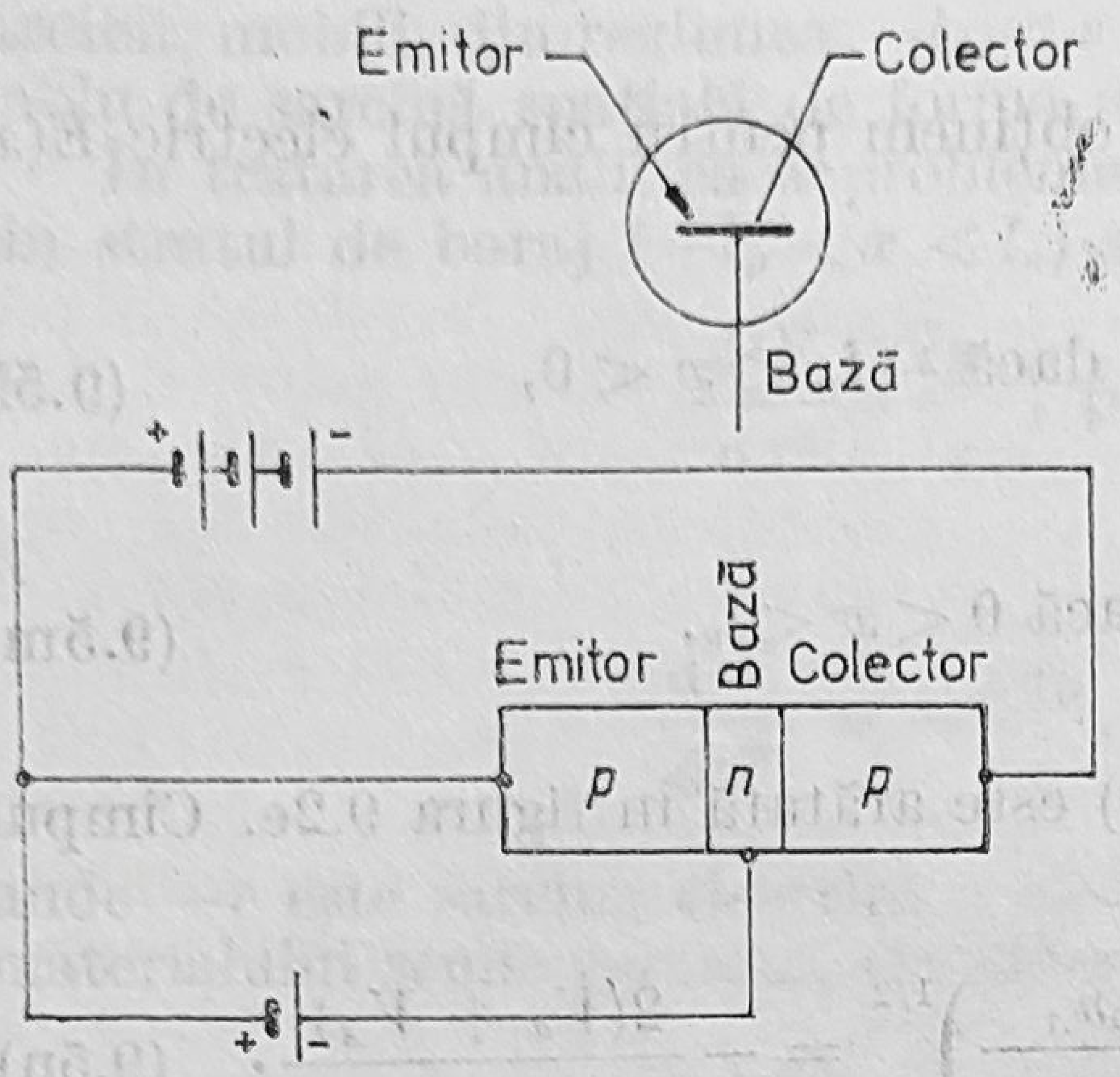


Fig. 9.4. Schema unui circuit electric cu tranzistor p-n-p.

şi sensibilitatea poate fi mult crescută în aranjamentul de joncţiune dublă $p-n-p$ sau $n-p-n$, regiunile extreme fiind mai dopate decît cea din mijloc. Un astfel de aranjament se numeşte tranzistor, iar reprezentarea sa schematică este arătată în figura 9.4. Regiunile extreme, cu acelaşi tip de conducţie, se numesc emitor şi respectiv *colector*, iar regiunea centrală, cu conducţie contrară, se numeşte *bază*. Polarizînd direct joncţiunea emitor-bază golurile sînt injectate din emitor în bază şi mai departe în colector, iar electronii sînt injectaţi din bază în emitor. Curentul electronic bază-emitor nu este echilibrat de curentul electronic colector-bază, deoarece în colector electronii sînt minoritari. Prin urmare, baza se va încărca rapid cu sarcină electrică pozitivă, ceea ce va determina reducerea efectului polarizării joncţiunii emitor-bază şi deci limitarea puternică a curentului.

Radiaţia incidentă pe bază determină apariţia golurilor în bază, care se deplasează către colector (joncţiunea bază-colector fiind polarizată invers), potenţialul bazei scade, iar joncţiunea emitor-bază este reactivată. Întrucît emitorul este mai mult dopat, din emitor se vor deplasa mai multe goluri spre bază şi mai departe către colector, faţă de fotoelectronii care se deplasează din bază în emitor şi fotogolurile care se deplasează din bază în colector, încît fotocurentul din fototranzistor va fi mult mai intens decît cel care ia naştere într-o fotodiodă simplă.

9.1.5. Fotodifuzia şi efectele de atracţie fotonică

Radiaţia cu lungimea de undă $\lambda < \lambda_0$, incidentă pe suprafaţa unei plăci de material fotoconductor omogen, va da naştere la perechi electron-gol care vor difuza către interiorul materialului. Există două posibilităţi de a folosi acest curent de difuzie ca o măsură a radiaţiei :

a) introducînd materialul într-un cîmp magnetic electronii şi golurile se deplasează perpendicular pe direcţia cîmpului magnetic în sensuri opuse dînd naştere la un cîmp electric perpendicular pe cîmpul magnetic ; diferenţa de potenţial dintre capetele plăcii este o măsură a fluxului incident de radiaţie ; efectul descris se numeşte *efect fotoelectromagnetic* (EFEM) ;

b) în absenţa cîmpului magnetic extern, electronii şi golurile difuzează diferit în direcţia perpendiculară pe suprafaţa iradiată conducînd de asemenea la apariţia unei diferenţe de potenţial între cele două suprafeţe, de sus şi de jos ; acest efect se numeşte *efect Dember*.

Dacă radiaţia este incidentă pe suprafaţa unui semiconductor, o parte din impulsul fotonilor este transferată purtătorilor de sarcină, liberi, din material. Acest efect de atracţie fotonică determină apariţia unei tensiuni electromotoare, şi deci a unui potenţial electric, în direcţia impulsurilor fotonilor incidenţi. Efectul descris a fost folosit pentru obţinerea de detectori de radiaţie sub forma

unor plăci de germaniu care prezintă un răspuns liniar pînă la valori de 400 GW/m^2 și care se folosesc în special pentru măsurarea radiației laser, cu un timp de răspuns de ordinul nanosecundelor.

9.2. CELULELE FOTOELECTRICE

Toate fotoelementele au un electrod, numit *fotocatod*, care emite electroni sub acțiunea radiației. Fotocatodul este fie un electrod metalic acoperit cu unul sau mai multe straturi de substanțe cu proprietăți fotoemisive bune, fie un strat de astfel de substanțe depus pe suprafața interioară a sticlei sau a ferestrei izolatoare prin care radiația intră în tub.

9.2.1. Fotocatozii

Considerațiile teoretice din subparagraful 9.1.1 au arătat că un bun fotocatod trebuie să aibă o valoare mică a energiei de extracție E_{ex}. Suprafețele metalelor pure nu satisfac această condiție. Valori mici ale energiei de extracție se obțin dacă suprafața unui metal, ca de exemplu wolframul sau argintul, se acoperă cu straturi monomoleculare de ioni ai metalelor alcaline. Prin oxidarea parțială a stratului de metal alcalin performanțele fotocatodului se înbunătățesc.

Numai folosirea de materiale cu valori mici ale energiei de extracție nu este suficientă pentru obținerea unor randamente cuantice ridicate; este necesar ca fotoexcitarea să se producă în interiorul materialului, pînă la o adîncime de cîțiva zeci de nanometri. Electronii excitați în banda de conducție trebuie să aibă suficientă energie cinetică pentru a difuza la suprafața materialului și a părăsi catodul. Pe de altă parte, materialele folosite trebuie să aibă o conductibilitate electrică bună care să permită neutralizarea sarcinii electrice acumulate prin fotoemisie. În caz contrar sarcina electrică pozitivă de pe catod va împiedica emisia de fotoelectroni.

Eforturile făcute pentru îndeplinirea tuturor condițiilor arătate au dus la obținerea mai multor tipuri de fotocatozi cu randamente cuantice și răspunsuri spectrale foarte bune. Răspunsurile spectrale ale fotocatozilor se caracterizează printr-un număr notat cu S. Unei anumite valori întregi a lui S îi corespunde o anumită curbă de sensibilitate spectrală.

La început s-au construit numai două tipuri de fotocatozi: fotocatodul Ag-O-Cs și fotocatodul Sb-Cs. Fotocatodul Ag-O-Cs ($S-1$) are cea mai mică energie de extracție dintre toți fotocatozii comercializați, putînd fi folosit pînă la lungimi de undă de 1100 nm (în cazuri speciale, chiar pînă la 1700 nm). Sensibilitatea maximă a catodului de acest tip reprezintă însă numai a zecea parte din sensibilitatea fotocatozilor obișnuiți de Sb-Cs. Curentul de întuneric prezintă de asemenea valori mari. Îmbunătățirile ulterioare au redus în parte aceste neajunsuri.

Performanțe bune ale fotocatozilor au fost obținute prin folosirea unor materiale compuse din elemente din coloanele a III-a și a V-a ale sistemului periodic, ca de exemplu GaAs și InGaAs. Sensibilitatea radiantă (o mărime pe care o vom defini imediat) a acestor tipuri de fotocatozi este de zeci de ori mai mare decît a celor tip metal alcalin.

Deși catozii opaci au caracteristici superioare catozilor semitransparenți, folosirea celor din urmă permite construcția de tuburi cu caracteristici de cuplaj

optic superioare, lumina fiind incidentă pe o parte a fotocatodului, iar emisia de electroni realizîndu-se pe cealaltă parte. Desigur că în cazul catozilor semitransparenţi trebuie rezolvate probleme de absorbţie a fotonilor şi de emisie a fotoelectronilor, grosimea catodului jucînd un rol important.

9.2.2. Caracteristicile fotoemisiei

a) *Sensibilitatea radiantă* se defineşte ca raportul dintre intensitatea curentului electric, exprimat în amperi, şi puterea radiaţiei incidente, exprimată în waţi. Întrucît intensitatea curentului de fotoemisie este proporţională cu puterea radiaţiei incidente, sensibilitatea radiantă rămîne o mărime constantă atîta timp cît proporţionalitatea nu este violată. În schimb, sensibilitatea radiantă depinde de lungimea de undă a radiaţiei incidente. Curba de variaţie a sensibilităţii radiante în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei se numeşte *curbă de răspuns spectral*. Curbele de răspuns spectral ale cîtorva fotocatozi sînt prezentate în figura 9.5.

b) *Sensibilitatea luminoasă* se defineşte ca raportul dintre intensitatea curentului electric, exprimat în amperi, şi fluxul luminos, exprimat în lumeni, obţinut de la o lampă panglică de tungsten la o temperatură convenabil aleasă. Deoarece este vorba de fluxul luminos total, nu se poate obţine o curbă de răspuns spectral.

c) *Emisia termoionică* din fotocatod la temperatura sa de funcţionare este o sursă inerentă de curent de întuneric care, în cazul fotomultiplicatorilor, poate reprezenta un factor perturbator.

d) *Viteza*. Orice întîrziere a emisiei de fotoelectroni, din momentul cînd radiaţia atinge suprafaţa catodului, este mai mică decît 10^{-12} s şi poate fi neglijată în comparaţie cu timpul de tranzit al electronilor de la catod la anod.

e) *Efecte de temperatură*. Fotoemisia este independentă de temperatură deşi nu se recomandă ca fotocatozii să aibă temperaturi mai mari de 70°C timp îndelungat, întrucît se pot deteriora.

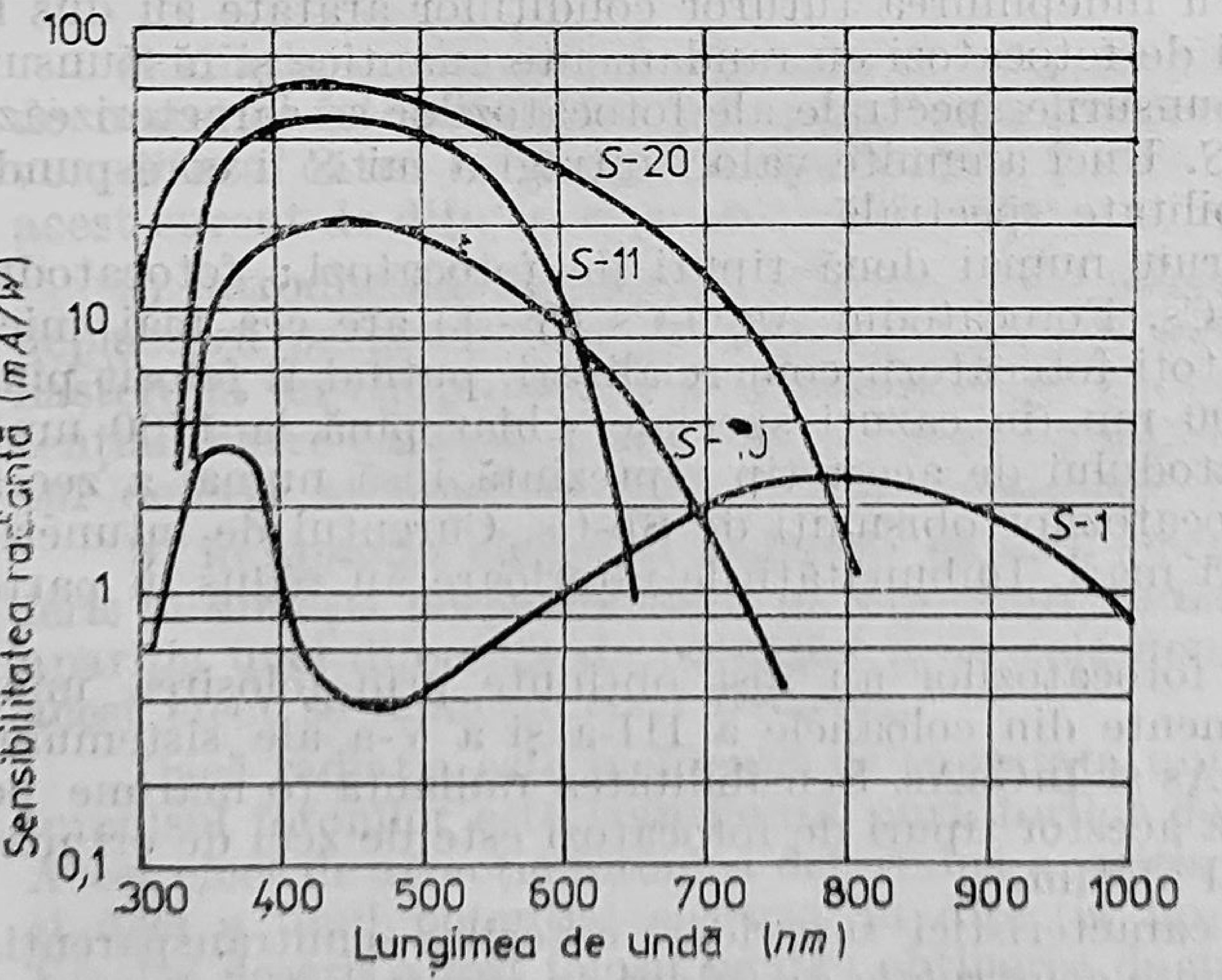


Fig. 9.5. Sensibilitatea radiantă a cîtorva celule fotoelectrice.

f) *Oboseala*. Fotocatozii prezintă fenomenul de oboseală în special dacă funcţionează timp îndelungat sub acţiunea unor radiaţii intense, ceea ce determină scăderea sensibilităţii. Fenomenul de oboseală devine semnificativ cînd fotoelementul implică densităţi de curent mai mari de 1—10 μA/cm².

g) *Zgomotul*. Curentul electric din toate tipurile de fotoelemente este inso-

ţit de zgomote a căror origine este mai mult sau mai puţin cunoscută. Zgomotul electric nu constituie un factor perturbator important, excepţie făcînd însă fotomultiplicatorii.

9.2.3. Celulele fotoelectrice cu vid

Celulele fotoelectrice cu vid sînt alcătuite dintr-un balon confecţionat de regulă din sticlă optică în care se introduc fotocatodul şi anodul colector, fiecare element avînd o geometrie proprie realizării unui cuplaj optic cît mai strîns şi colectării tuturor fotoelectronilor emişi de catod. În acest fel sensibilitatea celulei fotoelectrice este aproximativ egală cu cea a fotocatodului. În interiorul balonului se realizează un vid înaintat.

Dependenţa curentului electric la anod de diferenţa de potenţial dintre catod şi anod poartă denumirea de caracteristică volt-amperică. Cîteva dintre aceste caracteristici sînt prezentate în figura 9.6 pentru mai multe valori ale fluxului luminos incident. Cum se poate observa, intensitatea curentului electric creşte rapid cu creşterea tensiunii pînă la valoarea de aproximativ 20 V, după care creşterea este foarte, foarte lentă. Această comportare se explică astfel:

Fotoelectronii, emişi din catod şi distribuiţi după o lege cosinusoidală, au un anumit impuls, deci o parte din ei pot ajunge la anod şi în absenţa cîmpului

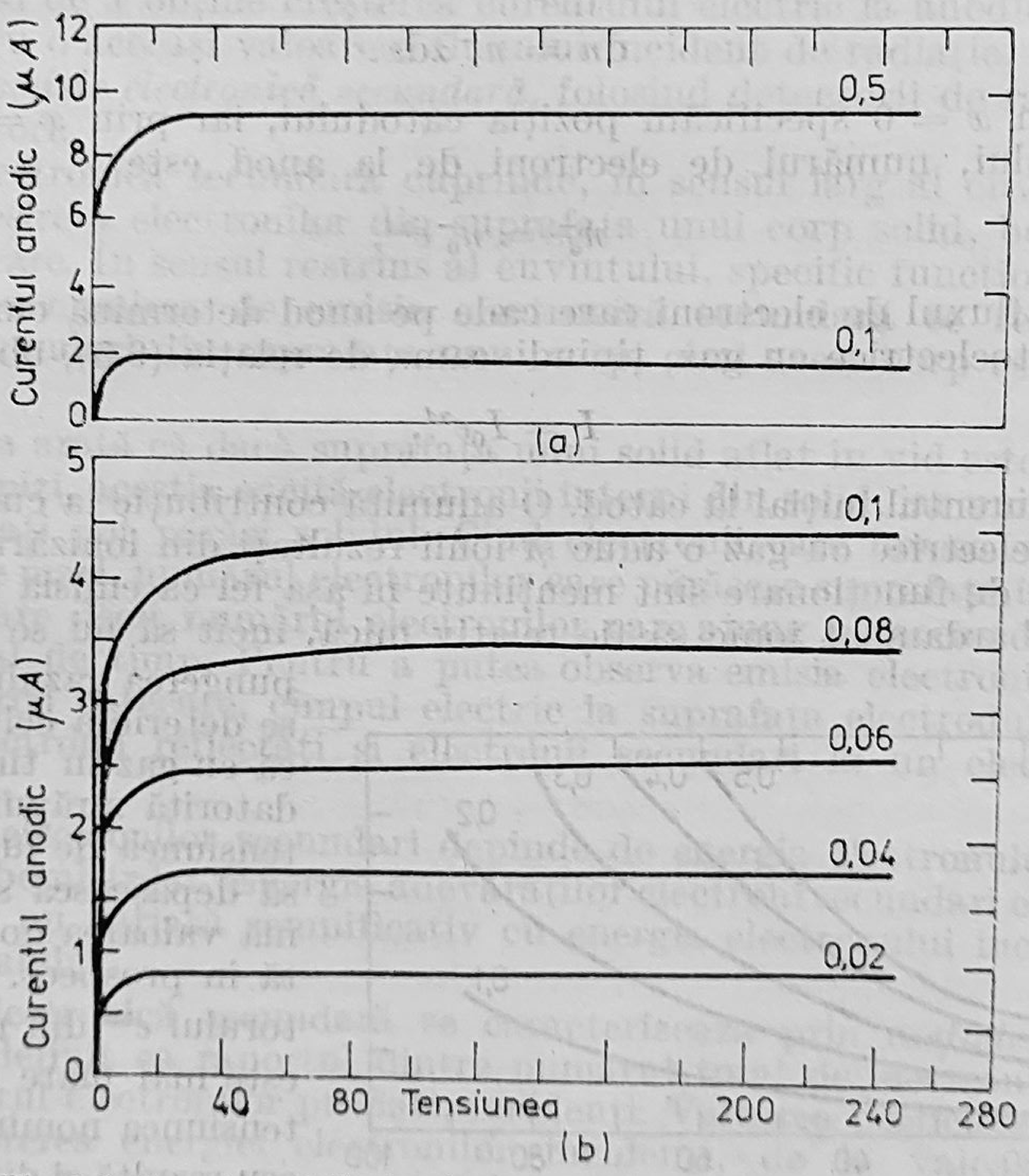


Fig. 9.6. Caracteristicile tensiune-curent pentru diodele cu vid (a) Ag — O—Cs şi (b) Sb—Cs. Fluxul luminii incidente indicat pe fiecare curbă este exprimat în lumeni.

electric aplicat din exterior. Valoarea curentului electric este însă foarte mică, deoarece fotoelectronii trebuie direcţionaţi exact pe direcţia anodului. Mărind potenţialul anodului faţă de potenţialul catodului, un număr tot mai mare de fotoelectroni cad pe anod, creşterea acestui număr făcîndu-se pentru valori mici ale tensiunii, de pînă la 20 V, cînd practic toţi fotoelectronii emişi de catod sînt colectaţi de anod. Creşterea lentă a intensităţii curentului electric pentru tensiuni mai mari de 20 V se realizează fie printr-o creştere lentă a randamentului de colectare, fie pe seama efectului Schottky.

9.2.4. Celulele fotoelectrice cu gaz

Creşterea intensităţii curentului electric la anodul celulei fotoelectrice, pentru o aceeaşi valoare a fluxului incident de radiaţie, se poate realiza introducînd în tub un gaz inert, de regulă argon, la o presiune de aproximativ cîteva zecimi de torr, pe baza procesului de multiplicare electronică. Dacă facem notaţiile : n_0^- = numărul fotoelectronilor emişi într-o secundă de către catod sub acţiunea fluxului incident de radiaţie, E = cîmpul magnetic din spaţiul anod-catod, aproximativ constant, α = numărul perechilor electron-ion, în medie, care apar pe distanţa de 1 cm datorită interacţiunii electronului cu atomii gazului, iar n_x^- = numărul electronilor la distanţa x faţă de catod, atunci numărul perechilor electron-ion care apar pe distanţa dx, va fi

$$\mathrm{d}n = n_x^- \alpha \mathrm{d}x. \tag{9.6}$$

Dacă prin $x = 0$ specificăm poziţia catodului, iar prin $x = d$ specificăm poziţia anodului, numărul de electroni de la anod este

$$n_d^- = n_0^- e^{\alpha d}. \tag{9.7}$$

Deoarece fluxul de electroni care cade pe anod determină curentul electric I al celulei fotoelectrice cu gaz, ţinînd seama de relaţia (9.5), obţinem

$$I = I_0 e^{\alpha d}, \tag{9.8}$$

unde I_0 este curentul iniţial la catod. O anumită contribuţie la curentul electric al celulei fotoelectrice cu gaz o aduc şi ionii rezultaţi din ionizările electronice, însă condiţiile de funcţionare sînt menţinute în aşa fel ca emisia secundară din catod la bombardament ionic să fie relativ mică, încît să nu se producă străpungerea gazului. Pentru a nu se deterioara celula fotoelectrică cu gaz în timpul lucrului, datorită străpungerii gazului, tensiunea de lucru nu trebuie să depăşească sub nici o formă valoarea nominală indicată în prospect. Valoarea factorului $e^{\alpha d}$ din relaţia (9.8) nu este mai mare de 10 pentru tensiunea nominală. Acest lucru rezultă şi din caracteristicile tensiune-curent prezentate în figura 9.7.

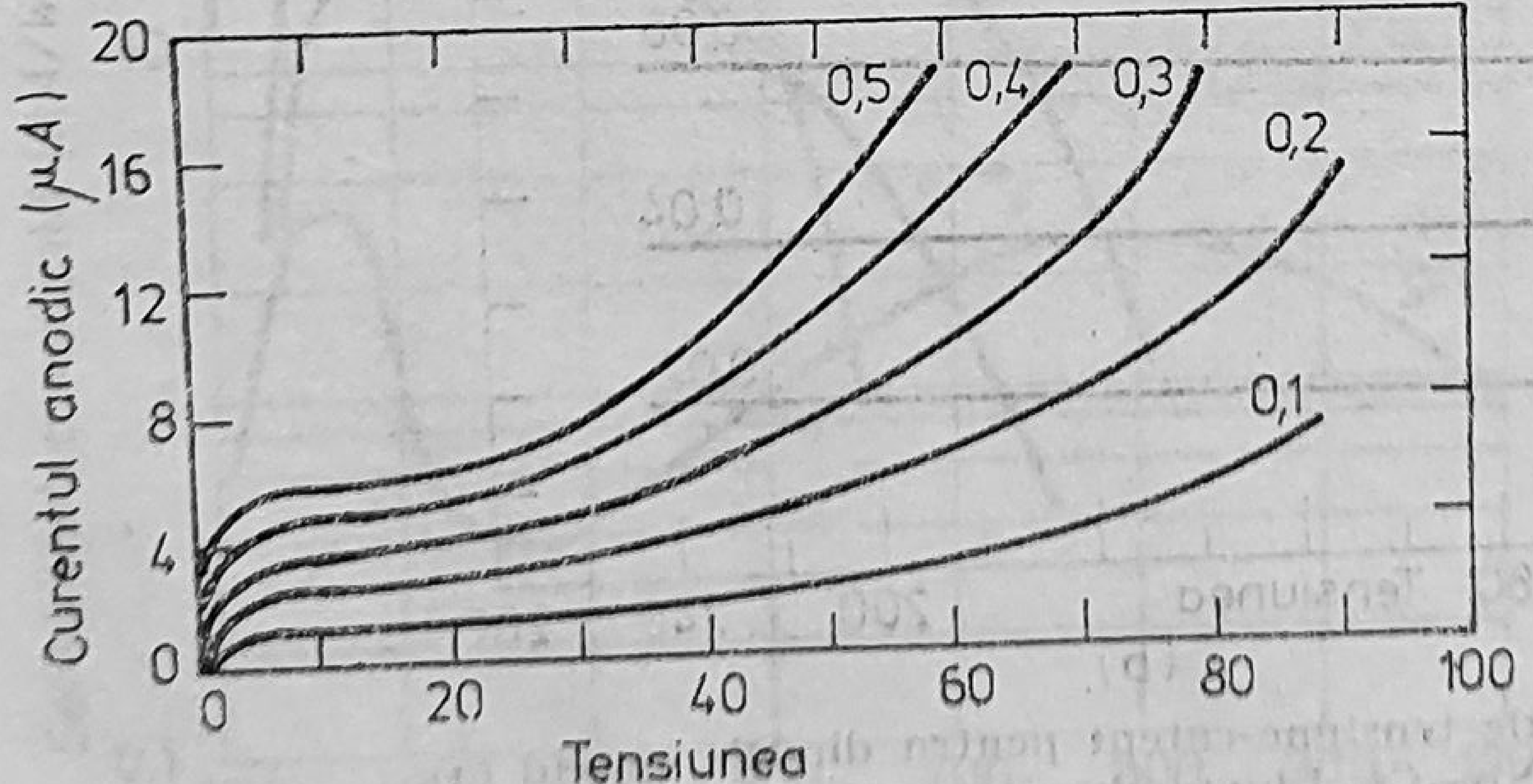


Fig. 9.7. Caracteristica tensiune-curent a unei celule fotoelectrice cu gaz. Fluxul luminos este exprimat în lumeni.

O abordare mult mai simplistă a fenomenului de multiplicare electronică presupune că fotoelectronii părăsesc catodul cu viteza zero și ionizează gazul la distanța față de catod $x_1 = \lambda_i$ (pierd toată energia și pornesc iar din repaus, împreună cu electronii noi formați), apoi ionizează gazul la distanța față de catod $x_2 = 2\lambda_i$ ș.a.m.d., numărul posibil de ionizări datorate unui electron în spațiul catod-anod fiind $z = d/\lambda_i$, iar multiplicarea electronilor fiind

$$n_d^- = n_0^- \cdot 2^z. \tag{9.9}$$

Comparînd rezultatul (9.7) cu rezultatul (9.5) obținem semnificația mărimii αd ca fiind numărul mediu de ionizări produse de un fotoelectron pe distanța d. Întrucît ionizarea se produce în orice punct $0 < x < d$, datorită distribuției probabilistice a drumurilor medii libere de ionizare λ_i, precum și altor cauze, în locul bazei 2 trebuie folosită baza e = 2,718.

Cînd contribuția ionilor la curentul electric total este semnificativă, răspunsul celulelor fotoelectrice cu gaz este mult mai mic decît răspunsul celulelor fotoelectrice cu vid, deoarece ionii se deplasează mult mai lent decît electronii.

9.3. FOTOMULTIPLICATORII

Un alt mod de a obține creșterea curentului electric la anodul celulei fotoelectrice, pentru o aceeași valoare a fluxului incident de radiație, se bazează pe fenomenul de *emisie electronică secundară*, folosind detectorii de radiație numiți fotomultiplicatori.

Emisia electronică secundară cuprinde, în sensul larg al cuvîntului, toate procesele de ieșire a electronilor din suprafața unui corp solid, bombardată cu particule oarecare. În sensul restrîns al cuvîntului, specific funcționării fotomultiplicatorilor, denumirea de emisie electronică secundară se rezervă emisiei electronilor secundari din suprafața unui corp, cînd acest corp este bombardat cu electroni.

Experiența arată că dacă suprafața unui solid aflat în vid este bombardată cu electroni rapizi, aceștia excită electronii interni din solid, iar unii dintre acești electroni excitați pot părăsi solidul. Cînd electronii care lovesc suprafața solidului au viteze mari, numărul electronilor care părăsesc suprafața într-o secundă devine mai mare decît numărul electronilor care ajung pe această suprafață în același interval de timp. Pentru a putea observa emisia electronilor secundari dintr-un electrod oarecare, cîmpul electric la suprafața electrodului trebuie să transporte electronii reflectați și electronii secundari la un electrod special, numit *colector*.

Numărul electronilor secundari depinde de energia electronului incident și de materialul bombardat. Energia adevăraților electroni secundari este de aproximativ 2 eV și nu variază semnificativ cu energia electronului incident sau cu natura materialului.

Emisia electronică secundară se caracterizează prin *coeficientul de emisie secundară* δ, definit ca raportul dintre numărul total de electroni reflectați și emiși și numărul electronilor primari, incidenți. Valoarea coeficientului δ crește rapid cu creșterea energiei electronilor incidenți, de la valoarea de prag, atinge o valoare maximă pentru energii de ordinul sutelor de eV și apoi scade relativ lent pentru energii foarte mari. Sub incidență normală valoarea maximă a coeficientului δ este cuprinsă între 1 și 1,4 pentru majoritatea metalelor bine

degazate. Pentru metalele alcaline pure coeficientul δ are valori mici (pentru potasiu $\delta < 1$), deşi energia de extracţie este mică.

Coeficientul de emisie secundară, δ, depinde de unghiul sub care electronii primari ajung la suprafaţa solidului. Cu cît valoarea unghiului de incidenţă este mai mare, cu atît este mai mare şi coeficientul δ, pînă la valoarea maximă a unghiului de incidenţă de aproximativ 70°. Acest fenomen se explică prin faptul că electronii primari pătrund în solid suficient de adînc, pînă să-şi cheltuiască toată rezerva de energie în exces, în comparaţie cu energia medie a electronilor din banda de conducţie. La incidenţă sub unghiuri mari, locul în care electronul pierde toată energia suplimentară este mai aproape de suprafaţă decît la incidenţă normală.

Deşi energia adevăraţilor electroni secundari este de aproximativ 2 eV şi nu variază semnificativ cu energia electronilor incidenţi sau cu natura materialului bombardat, experienţa arată că electronii secundari, de provenienţe diferite, prezintă o distribuţie energetică de forma arătată în figura 9.8, curba punctată corespunzînd unei energii a electronilor incidenţi de 37 eV, iar curba continuă corespunzînd unei energii a electronilor incidenţi de 125 eV. Maximul situat la capătul din dreapta al fiecărui curbe se datoreşte electronilor reflectaţi, care după reflexie şi-au conservat energia iniţială. Celelalte maxime, situate pe cele două curbe ceva mai la stînga maximului discutat, corespund electronilor reflectaţi care au pierdut parţial energie prin producerea de raze X moi. Maximul larg de la începutul fiecărei curbe, corespunzător valorii de aproximativ 2 eV, corespunde adevăraţilor electroni secundari.

Folosit pentru a uni într-un singur aparat o celulă fotoelectrică cu vid şi un amplificator (obţinîndu-se ceea ce numim fotomultiplicator), fenomenul de amplificare a curentului electric poate fi urmărit cu ajutorul figurii 9.9. Fasciculul de electroni emis de catodul K ajunge la primul emitor. De aici curen-

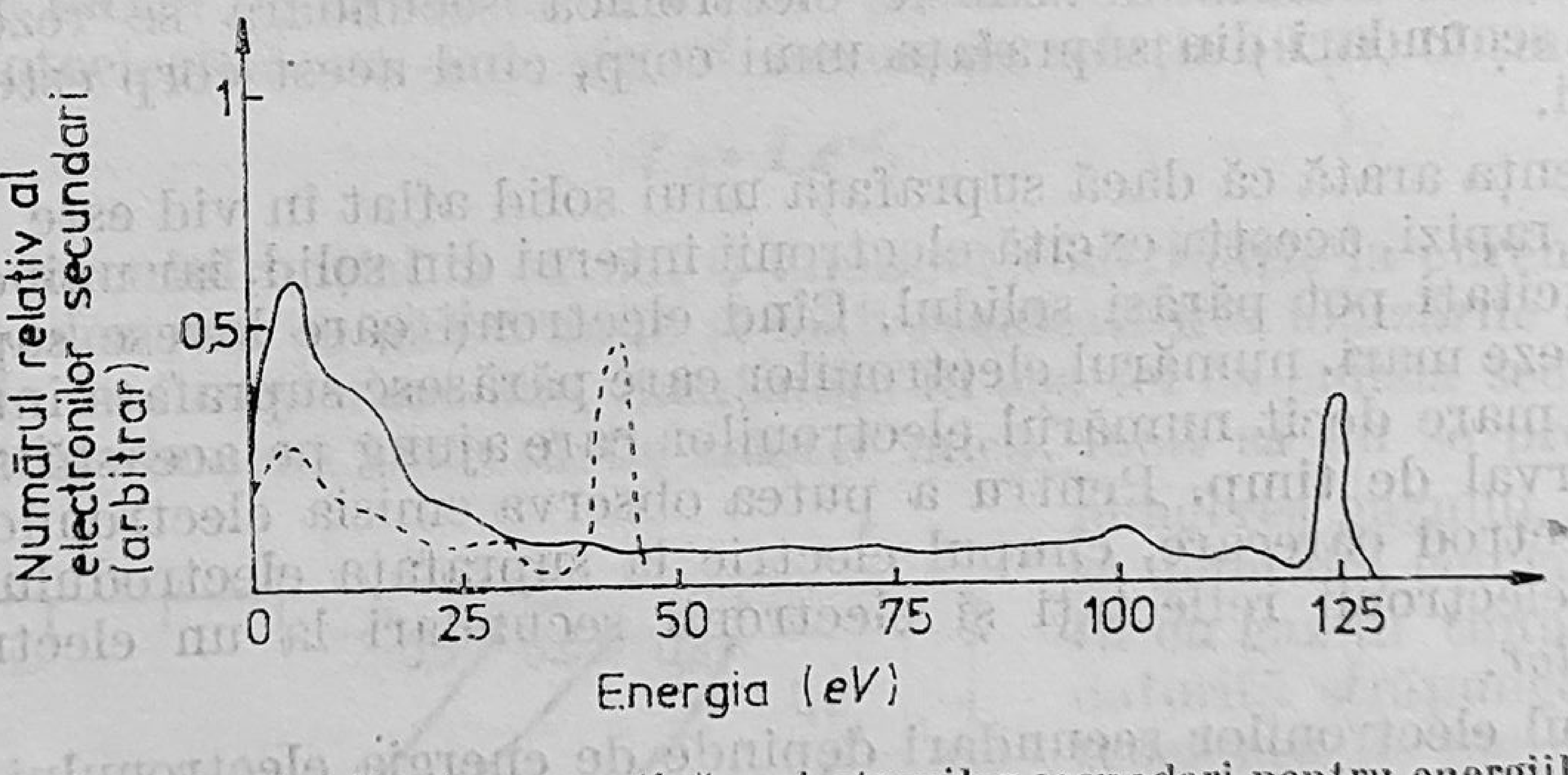


Fig. 9.8. Distribuţia energetică a electronilor secundari pentru energiile electronilor primari de 125 eV (curba continuă) şi respectiv 37 eV (curba întreruptă).

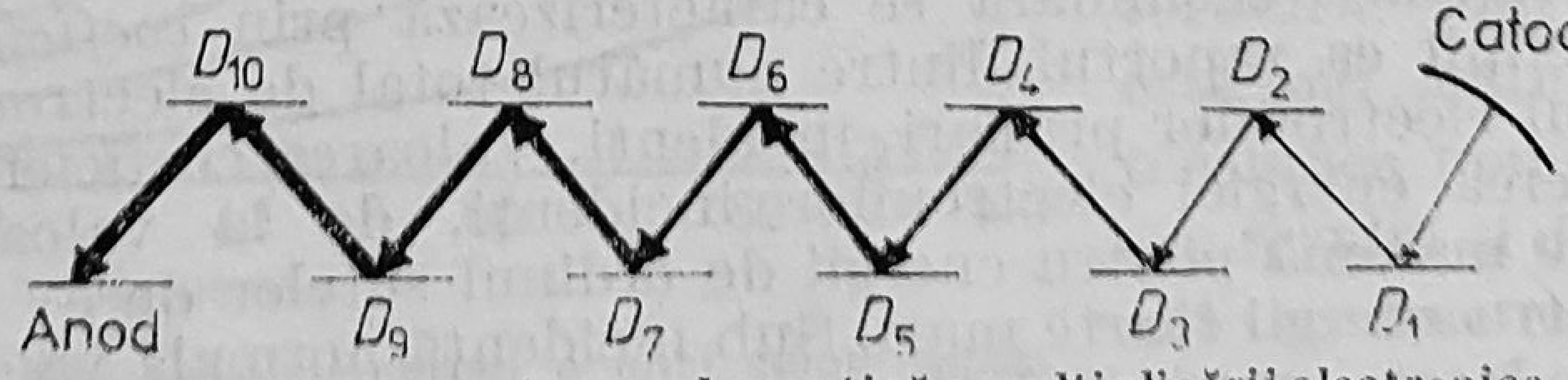


Fig. 9.9. Reprezentarea schematică a multiplicării electronice prin folosirea mai multor etaje de amplificare.

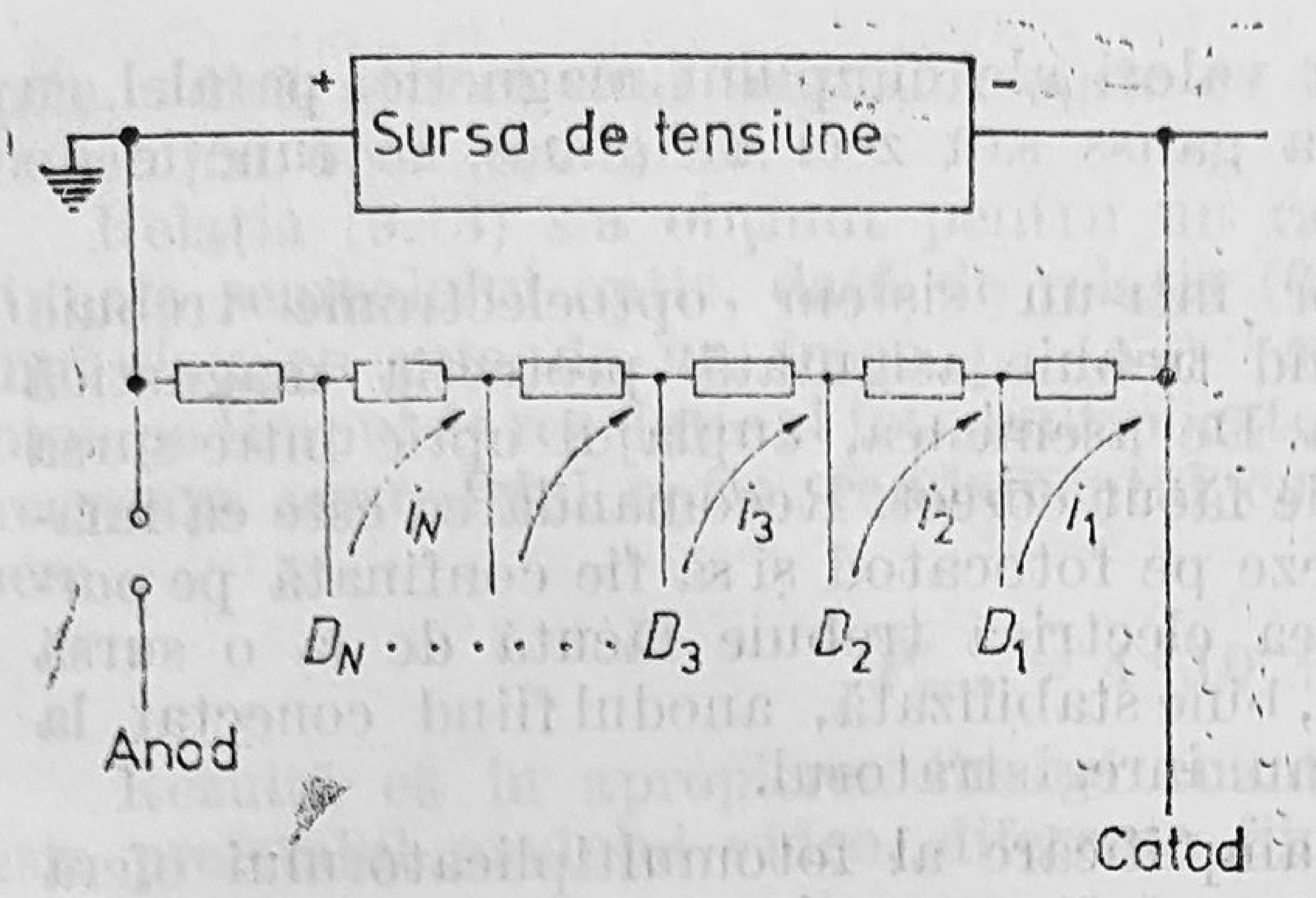


Fig. 9.10. Schema electrică de alimentare a unui fotomultiplicator.

tul de electroni secundari, amplificat de δ ori, ajunge pe al doilea emiter și apoi pe al treilea emitor etc. De pe ultimul emitor, al n-lea, se obține cu curent amplificat de n ori; acest curent este captat de anod. Pentru accelerarea electronilor intre doi electrozi succesivi, de-a lungul tubului se aplică o tensiune de aproximativ 2 kV, obținîndu-se amplificări de ordinul a 10^6 -10^7. Electrozii de multiplicare poartă denumirea de *dinode*. Construcția fotomultiplicatorului trebuie să fie așa fel, încît să permită luminii să cadă pe catod iar fotoelectronii să fie colectați de prima dinodă, cu o energie corespunzătoare unui anumit coeficient de amplificare. Celelalte dinode și anodul trebuie astfel așezate și alimentate cu tensiune, încît un anumi electrod să poată colecta toți electronii secundari emiși de electrodul precedent și să amplifice mai departe curentul electric. Schema de alimentare a dinodelor și geometria dinodelor sînt arătate în figura 9.10.

Superioritatea principală a fotomultiplicatorilor față de celulele fotoelectrice și față de ceilalți detectori optici, în general, constă în obținerea unor valori foarte mari pentru factorul M de multiplicare. Pentru tensiuni de $60-120$ V pe treaptă de amplificare, factorii de amplificare iau valori de $2{,}5-4$ pe treaptă de amplificare. Dacă, de exemplu, numărul de dinode este egal cu zece ($N = 10$), iar factorul de amplificare pentru fiecare treaptă de amplificare este egal cu patru ($g = 4$), atunci factorul M de amplificare al fotomultiplicatorului va fi

$$M = g^N \approx 10^6. \tag{9.10}$$

Dar curentul electric în cazul celulelor fotoelectrice este limitat de curentul fotocatodic care nu poate depăși valoarea de cîtiva $\mu A/cm^2$. În cazul fotomultiplicatorilor valoarea maximă a curentului electric este limitată de curentul anodic și poate fi de ordinul zecilor de miliamperi.

Un anumit dezavantaj al fotomultiplicatorilor față de celulele fotoelectrice se referă la timpul de răspuns al acestora, la semnalele luminoase aplicate, timp care este mai mic, pentru ca frecvența maximă a semnalelor să fie de ordinul a 100 MHz.

Pentru valori ale curentului anodic de ordinul a 100 $\mu A/cm^2$ și mai mari apare oboseala fotomultiplicatorului, iar răspunsul scade progresiv, revenirea la sensibilitatea normală prin înlăturarea curentului electric la anod făcîndu-se relativ lent. Efectul de oboseală este mai pronunțat în cazul dinodelor de Sb-Cs și se poate datora sublimării cesiului.

Temperatura afectează în primul rînd nivelul curentului de întuneric din celulele fotoelectrice, fenomenul fiind propriu și fotomultiplicatorilor, întrucît prima treaptă de amplificare nu este altceva decît o celulă fotoelectrică. La lungimi de undă mai mari, creșterea temperaturii determină o creștere a sensibilității fotomultiplicatorului, în timp ce la lungimi de undă mai mici sensibilitatea scade.

Prezența cîmpurilor magnetice poate perturba focalizarea electronilor pe dinode, ceea ce poate duce la micșorarea sensibilității. În unele situații

această scădere poate fi de 50% la valori ale cîmpului magnetic, paralel cu cîmpul electric, de ordinul a cîtorva gauss sau zeci de gauss, în funcție de tipul fotomultiplicatorului.

Folosirea unui fotomultiplicator într-un sistem optoelectronic trebuie făcută cu multă grijă. În primul rînd trebuie asigurată protecția magnetică și, în cazul semnalelor mici, răcirea. De asemenea, cuplajul optic între sursa de radiație și fotomultiplicator trebuie făcut corect. Recomandarea este ca imaginea aperturii staționare să se formeze pe fotocatod și să fie confinată pe porțiunea activă a acestuia. Alimentarea electrică trebuie făcută de la o sursă de înaltă tensiune de curent continuu, bine stabilizată, anodul fiind conectat la pămînt via rezistența de sarcină sau înregistratorul.

Valoarea mare a factorului de amplificare al fotomultiplicatorului oferă posibilitatea de folosire a acestuia ca *numărător cuantic* prin detectarea pulsului de curent inițiat de un singur electron. Factorii care limitează folosirea fotomultiplicatorului ca numărător cuantic sînt zgomotele și limita de detecție. Zgomotul de alice al catodului fotomultiplicatorului (sau zgomotul de generare-recombinare, la celula fotoconductivă) se datorează modului dezordonat în care electronii excitați sînt emiși din fotocatod. El există chiar pentru valori zero ale temperaturii și poartă denumirea de *limită cuantică de detecție*, deoarece sensibilitatea detectorului este impusă de principiul de incertitudine din mecanica cuantică. În afara zgomotului de alice al catodului mai apare și zgomotul de alice al dinodelor, datorat modului dezordonat în care apar electronii secundari, însă contribuția sa la zgomotul total este de numai δ^{-1} din valoarea zgomotului de alice al catodului, iar pentru valori mari ale lui δ poate fi neglijat. Nu poate fi însă neglijat zgomotul termic (Johnson), asociat cu rezistența externă, care este generat de agitația termică a purtătorilor de sarcină.

În cazul cînd fotomultiplicatorul se folosește în modul video de detecție, valoarea minimă a puterii semnalului luminos care mai poate fi detectat este dată de relația

$$P_{\min} = \frac{h\nu_s(i_d\Delta\nu)^{1/2}}{\eta e^{1/2}}, \tag{9.11}$$

unde ν_s este frecvența semnalului optic, i_d intensitatea curentului de întuneric, $\Delta\nu$ inversul timpului de rezoluție, iar η randamentul cuantic. Dacă $\nu_s = 6 \cdot 10^{14}$ Hz ($\lambda = 500$ nm), $i_d = 10^{-15}$ A (o valoare tipică pentru curentul de întuneric), $\Delta\nu = 1$ Hz (ceea ce corespunde unui timp de rezoluție de o secundă) și $\eta = 10\%$, se obține

$$P_{\min} = 3 \cdot 10^{-16}\,\text{W}. \tag{9.12}$$

Dacă se reușește să se elimine în întregime curentul de întuneric, astfel încît curentul i_c al fotocatodului să se datoreze numai semnalului optic, valoarea minimă a puterii semnalului optic care mai poate fi detectat este dată de relația

$$P'_{\min} = \frac{h\nu_s\Delta\nu}{\eta}. \tag{9.13}$$

Expresia (9.11) definește limita cuantică de detecție a fotomultiplicatorului în modul video de detecție, adică atunci cînd semnalul optic este modulat la o frecvență joasă înainte de a cădea pe fotocatod. Relația (9.13) arată că se obține și modul heterodină de folosire a fotomultiplicatorului ca detector

optic, adică atunci cînd semnalul optic ce trebuie detectat este cuplat cu un alt semnal optic secundar.

Relația (9.13) s-a obținut pentru un raport semnal/zgomot egal cu unu. Puterea semnalului optic, dată de relația (9.13), corespunde, pentru $\eta = 1\%$, unui flux cu rata de un foton pe $(\Delta\nu)^{-1}$ secunde sau, cu alte cuvinte, unui foton pe timpul de rezoluție al fotomultiplicatorului. Folosind aceleași date pentru frecvența semnalului optic, randamentul cuantic și timpul de rezoluție, obținem

$$P'_{min} = 4 \cdot 10^{-18}\ \mathrm{W}. \tag{9.14}$$

Rezultă că în apropierea limitei cuantice de detecție modul heterodină este preferabil modului video, diferența fiind de aproximativ două ordine de mărime.

Limita cuantică de detecție a fotomultiplicatorului poate fi studiată și în raport cu natura corpusculară a luminii. Presupunem că pe suprafața fotocatodului cad $\bar{N}_f$ fotoni/s cu energia $h\nu$, deci puterea semnalului optic va fi

$$P = \bar{N}_f h\nu. \tag{9.15}$$

Mai presupunem că zgomotele sînt absente și că unui fotoelectron îi corespund η^{-1} fotoni incidenți. Dacă observațiile se fac în timpul T, numărul mediu de electroni emiși în acest timp de fotocatod va fi

$$\bar{N}_e = \bar{N}_f T\eta. \tag{9.16}$$

Deoarece $(\bar{N}_e)_{min} = 1$, rezultă numărul minim de fotoni care mai pot fi detectați

$$(\bar{N}_f)_{min} = \frac{1}{T\eta}. \tag{9.17}$$

Celor $(\bar{N}_f)_{min}$ fotoni incidenți pe suprafața fotocatodului în timpul $T = (\Delta\nu)^{-1}$ le corespunde puterea semnalului optic

$$P_{min} = \frac{h\nu\Delta\nu}{\eta}. \tag{9.18}$$

Cele două relații (9.13) și (9.18) sînt identice, deci nu putem spune dacă limita reală a sensibilității fotomultiplicatorului este impusă de zgomotul de alice al catodului sau de natura corpusculară a luminii care implică fluctuații ale fluxului fotonic incident.

Prin urmare, valoarea minimă a puterii semnalului optic, dată de relația (9.11), depinde de valoarea curentului de întuneric i_d, pe care am considerat-o egală cu aproximativ 10^{-15} A. Trebuie spus că chiar dacă în tub nu pătrunde nici un fel de radiație, acest curent de întuneric este prezent și depinde de mai mulți factori ca: emisia termoelectronică din catod și din dinode, efectele de cîmp, pierderile prin scurgere ohmică, fluorescența. Curentul de întuneric poate fi redus prin diferite mijloace (răcirea fotomultiplicatorului, o vidare bună și o degazare adecvată, reducerea tensiunii pe o treaptă, izolare ohmică foarte bună), însă atîta timp cît rămîne constant, el poate fi scăzut din semnalul electric. Dificultățile create de curentul de întuneric se datorează fluctuațiilor sale cauzate de zgomotul de alice.

Parametrul cheie al unui fotomultiplicator rămîne totuși *raportul semnal/zgomot*, R, definit ca raportul dintre intensitatea curentului electric la anod,

datorată semnalului optic, și intensitatea curentului electric la anod datorată zgomotelor. În condițiile în care curentul electric datorat semnalului optic depășește foarte mult curentul de întuneric, expresia sa este

$$R^2 = 3 \cdot 10^{18} \frac{i_s}{\Delta \nu_l}, \tag{9.19}$$

unde i_s este intensitatea curentului electric la catod, iar $\Delta \nu_l$ banda de frecvențe peste care se măsoară zgomotul. De remarcat că raportul semnal/zgomot este controlat nu atît de factorul de amplificare al fotomultiplicatorului cît de sensibilitatea catodului fotomultiplicatorului.

9.4. DETECTORII FOTOCONDUCTIVI

Aceștia funcționează pe baza fenomenului de fotoconducție descris în subparagraful 9.1.3 și sînt formați dintr-un corp de semiconductor, a cărui conductivitate crește sub acțiunea radiației incidente, și doi electrozi atașați la părțile opuse sau la capetele opuse ale corpului de semiconductor. Ca elemente de circuit detectorii fotoconductivi (sau celulele fotoconductive, cum se mai numesc în limbaj tehnic), pot fi considerați rezistori a căror rezistență descrește sub acțiunea radiației incidente, însă este mai convenabil ca să se descrie comportarea lor în funcție de variațiile conductivității electrice.

Schema de funcționare a detectorilor fotoconductivi este prezentată în figura 9.11. Prin intermediul celor doi electrozi corpul semiconductor, de rezistență R_s, este conectat în serie cu o rezistență externă R și cu o sursă de curent continuu de tensiune variabilă, U. Radiația optică, incidentă pe semiconductor, este absorbită parțial, excitînd electroni în banda de conducție (sau goluri în banda de valență, în cazul semiconductorilor de tip p), ceea ce determină micșorarea rezistenței R_d și implicit creșterea căderii de tensiune pe rezistența externă R care, pentru $\Delta R_d/R_s \ll 1$, este proporțională cu intensitatea radiației incidente.

9.4.1. Caracteristicile de bază

Caracteristicile detectorilor fotoconductivi depind în mare măsură de densitatea impurităților din semiconductor și de defectele de structură ale acestuia.

a) *Sensibilitatea* poate avea valori foarte mari, de ordinul a 10^4 A/lm. Acest lucru determină valori ridicate pentru curentul de întuneric care trebuie scăzut din curentul semnal.

b) *Viteza.* Timpul de răspuns variază în limite foarte largi, de la 10^{-5} s pînă la cîteva ore. Sensibilități înalte implică valori ale timpului de răspuns de ordinul a 10^{-1} s. Constanta de timp corespunzătoare creșterii semnalului de la valoarea zero la valoarea maximă diferă de constanta de timp

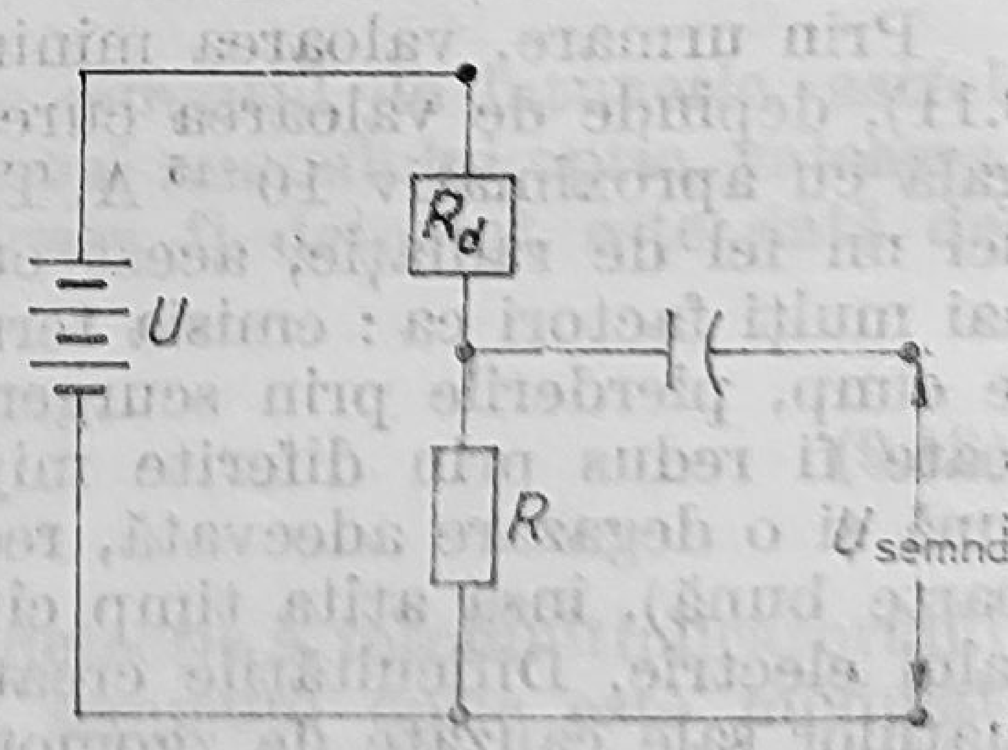


Fig. 9.11. Schema electrică de alimentare a fotoconductorilor.

corespunzătoare amortizării semnalului; creșterea și amortizarea semnalului nu sînt exponențiale. Toți detectorii fotoconductivi au constantele de timp mai mari cînd funcționează sub fluxuri puternice.

c) *Răspunsul spectral*. Detectorii intrinseci prezintă un maxim ascuțit pentru lungimea de undă a radiației incidente corespunzătoare lărgimii benzii interzise. Radiația cu lungimi de undă mult mai mari decît lungimea de undă corespunzătoare maximului determină un răspuns neglijabil. La lungimi de undă mai scurte absorbția este atît de puternică, încît purtătorii de sarcină sînt eliberați în cantități mari într-un strat îngust din apropierea suprafeței, ceea ce determină o recombinare puternică a acestora, cauzînd micșorarea timpului de viață și implicit scăderea sensibilității.

Fotoconductorii făcuți din particule fine nesinterizate au curbe de răspuns spectral destul de largi, în timp ce fotoconductorii făcuți din pulbere sinterizată prezintă un răspuns spectral mai îngust. Impurități convenabile permit obținerea de răspunsuri la lungimi de undă foarte mari.

d) *Efectele de temperatură*. Semnalul extern variază mult cu temperatura, putînd să crească sau să scadă prin creșterea temperaturii. Oricum, curentul de întuneric crește rapid cu creșterea temperaturii.

e) *Zgomotul*. Fiind elemente rezistive, detectorii fotoconductivi prezintă în primul rînd un zgomot termic, zgomotul de alice și zgomotul datorat recombinării purtătorilor de sarcină (zgomotul Johnson).

f) *Stabilitatea*. Sensibilitatea, viteza și răspunsul spectral pot varia mult datorită absorbției apei. Pentru evitarea acestei situații corpul semiconductor și electrozii sînt introduși într-un tub vidat sau cu gaz uscat, prevăzut cu fereastră. Tuburile din materiale organice nu sînt potrivite, deoarece prezintă permeabilitate față de vaporii de apă.

g) *Oboseala*. Toți detectorii fotoconductori pot prezenta efecte de oboseală, în special cînd se lucrează cu fluxuri mari sau sub tensiuni ridicate. Este adevărat că sensibilitatea crește cu creșterea tensiunii, însă tensiunile mari implică valori mari pentru curentul de întuneric și încălziri puternice ale detectorului. Dacă nu se lucrează cu atenție curentul de întuneric poate crește atît de mult, încît să ducă la arderea detectorului.

9.4.2. Forme de detectori fotoconductivi

Detectorii fotoconductivi se prezintă cel mai des sub trei forme:

a) detectorul unicristal (crescut special), cu electrozii aplicați, introdus într-o montură protectoare;

b) detectorul sub formă de pulbere care este aplicată sub forma unui strat subțire pe o suprafață ceramică inertă, ansamblul fiind încălzit pentru sinterizarea pulberii sub forma unui strat policristalin; avînd electrozii aplicați, ansamblul este introdus într-o carcasă cu conductori;

c) detectorul sub formă de pulbere nesinterizată.

Detectorii unicristal sînt făcuți din cristale de CdS, CdSe etc., și au cele mai bune caracteristici. Detectorii sub formă de pulbere nesinterizată au cele mai slabe caracteristici, deși dimensiunile și formele sub care se pot prezenta sînt nenumărate. Detectori tipici sub formă de pulbere sinterizată sînt cei din CdS cu sensibilități de ordinul a cîtiva miliamperi pe lux cînd funcționează la tensiunea nominală.

9.4.3. Detectori intrinseci

Cei mai obişnuiţi detectori fotoconductivi sînt cei din CdS, în domeniul vizibil şi cei din InSb, în infraroşul apropiat. *Sulfura de cadmiu* este cel mai sensibil material fotoconductiv, iar raportul semnal/zgomot prezintă în mod obişnuit valori de ordinul a 10^6. Materialul este dopat cu cupru şi clor, prezentînd atît proprietăţi intrinseci cît şi extrinseci. Detectorii pot fi obţinuţi prin evaporarea, sinterizarea sau aplicarea sulfurii de cadmiu într-un liant. Răspunsul spectral este arătat în figura 9.12. *Sulfura taloasă* este cel mai sensibil material fotoconductiv în infraroşul apropiat, detectoarele respective avînd constanta de timp de aproximativ 0,5 ms şi limita la aproximativ 1300 nm. *Galena* este cel mai sensibil material fotoconductiv în domeniul 1200—4000 nm al infraroşului, la temperatura camerei, detectoarele respective avînd constanta de timp între 20 şi 500 μs. *Antimoniatul de indiu* se foloseşte sub forma unui singur cristal cu dimensiuni de 0,5 — 8 mm. Lărgimea benzii interzise fiind de 0,18 eV, materialul este potrivit detecţiei în domeniul 3500—7000 nm, constanta de timp fiind cuprinsă între $5 \cdot 10^{-8}$ şi $5 \cdot 10^{-6}$ s. *Seleniul* a fost primul material fotoconductiv descoperit. El este sensibil în ultravioletul îndepărtat şi apropiat şi în vizibil, prezentînd maximul de sensibilitate la aproximativ 400—450 nm. În amestec cu telurul domeniul de sensibilitate este extins pînă în infraroşul apropiat. Pentru iluminări mici semnalul electric al detectorilor cu seleniu este aproximativ proporţional cu fluxul radiaţiei incidente. Constanta de timp a detectorului este mai mică de 50 μs, însă măsurarea sa este complicată de efectele datorate obosirii materialului fotoconductor care devin pronunţate într-o fracţiune de secundă. Micşorarea temperaturii duce la micşorarea conductivităţii. De exemplu, reducînd temperatura de la 20°C la 10°C conductivitatea scade de aproape cinci ori. Creşterea temperaturii determină recristalizarea sub formă metalică. La 80°C detectorul se deteriorează într-un sfert de oră, iar la 30—35°C deteriorarea are loc în cîteva sute de ore. *Trisulfura de stibiu* prezintă răspuns spectral în domeniul 550—750 nm, cu maximul la lungimea de undă de aproximativ 650 nm, putîndu-se obţine sensibilităţi de pînă la 1 mA/1m. Caracteristicile sale depind însă de nivelul fluxului de radiaţie. De exemplu, sensibilitatea scade cu creşterea fluxului de radiaţie, iar constanta de timp este de aproximativ 1 ms la 100 lx şi creşte pînă la aproximativ 50 ms la 10 lx. Prin încălzire atît sensitivitatea cît şi curentul de întuneric cresc. *Telurura de cadmiu* şi *telurura de mercur* sînt două materiale semiconductoare intrinseci folosite pentru obţinerea detectorilor fotoconductori folosiţi în infraroşu. Deoarece pot fi utilizaţi la temperaturi mult mai mari decît cele corespunzătoare modului de folosire a detectorilor cu semiconductori extrinseci, detectorii cu semiconductori intrinseci sînt superioare din acest punct de vedere. Din nefericire, printre compuşii simpli nici unul nu este potrivit intrinsec pentru a fi folosit în domeniul important al lungimilor de undă de 8000—14 000 nm. Telurura de cadmiu are lărgimea benzii interzise de 1,6 eV, iar telurura de mercur are lărgimea benzii interzise de 0,3 eV, deci prin amestecarea celor două materiale se obţin lărgimi ale benzii interzise cuprinse

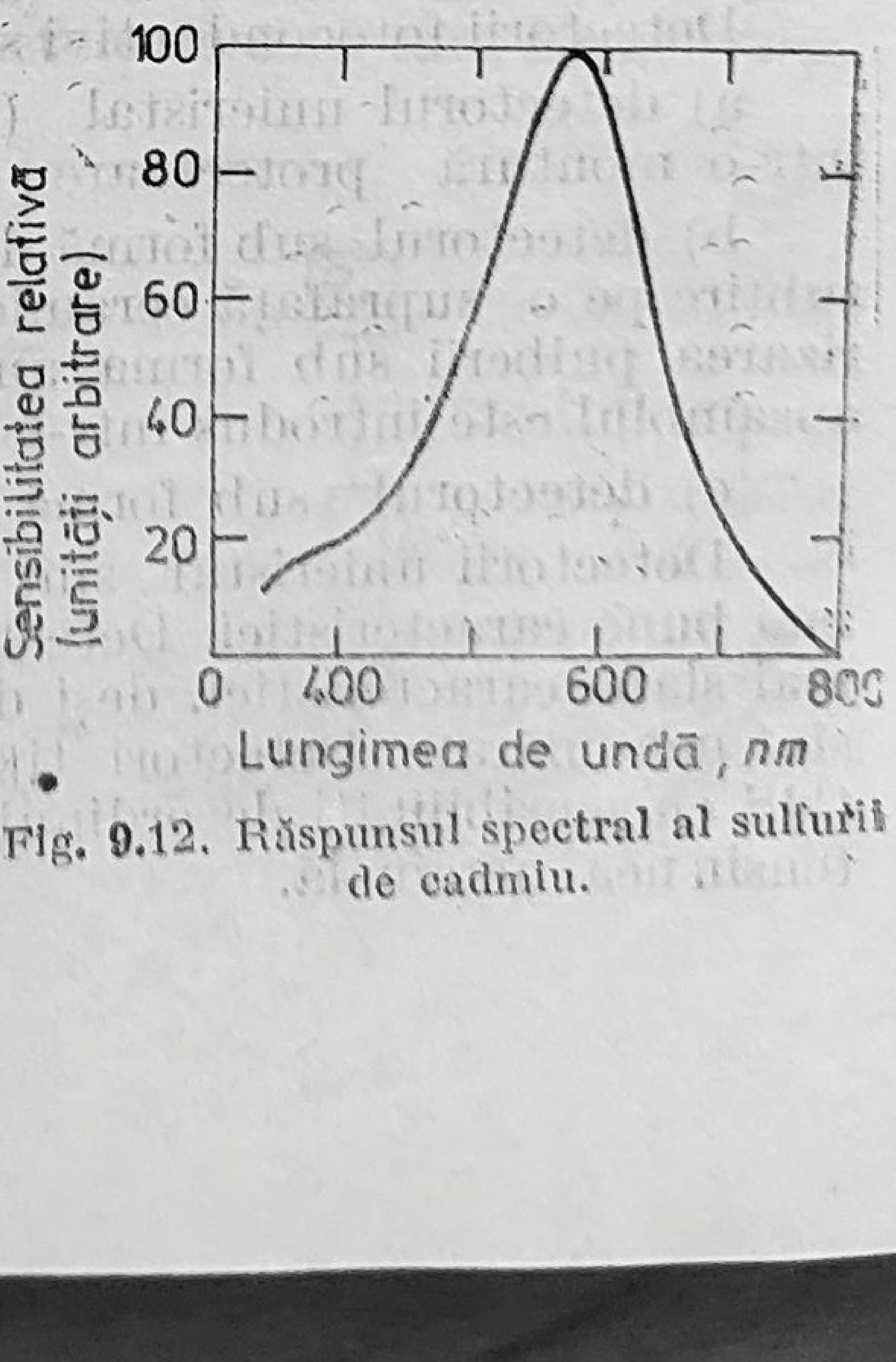


Fig. 9.12. Răspunsul spectral al sulfurii de cadmiu.

între cele două valori, depinzînd aproape liniar de proporțiile celor doi compuși. Variația lărgimii benzii interzise este pozitivă pentru HgTe și negativă pentru CdTe, încît alierea reduce dependența de temperatură. Timpul de răspuns al detectorilor fotoconductivi Hg/CdTe este de aproximativ 1 ns, iar temperatura de lucru este de aproximativ 77 K (temperatura azotului lichid).

9.4.4. Detectori extrinseci

Obținerea unor detectori fotoconductivi care să opereze în infraroșul îndepărtat implică folosirea de materiale semiconductoare dopate. Deși în principiu atît siliciul cît și germaniul pot fi dopați, în practică se folosesc mai mult semiconductorii de siliciu dopați pozitiv. Astfel de materiale, care prezintă energii de excitare foarte mici, trebuie răcite puternic deoarece excitarea termică poate masca excitarea fotonică de interes. Unele din cele mai reprezentative materiale semiconductoare dopate, folosite în infraroșul îndepărtat, sînt :

1. Semiconductorii de germaniu dopați cu cupru. Cuprul intră în germaniu ca acceptor cu energia de 0,04 eV, care corespunde unei lungimi de undă de tăiere egală cu 32 000 nm. Detectorul fotoconductiv trebuie folosit la temperatura de 4,2 K.
2. Semiconductorii de germaniu dopați cu mercur. Detectorii obținuți prezintă un maxim al curbei de răspuns la lungimea de undă de 11 000 nm, iar domeniul spectral este 2000 — 15 000 nm. Temperatura de lucru este de 28 K.
3. Semiconductorii de germaniu dopați cu aur în concentrații de 10^{-13} mm^{-3}, care au energia de excitare egală cu 0,16 eV corespunzătoare lungimii de undă de 7750 nm și prezintă un maxim al curbei de răspuns la 5400 nm. Temperatura de lucru este de 60 K.
4. Semiconductorii de germaniu dopați cu zinc, care se folosesc la construcția detectorilor tip „*zip*" și care prezintă un nivel acceptor la 0,033 eV, și un maxim al curbei de răspuns la 36 000 nm. Domeniul spectral de sensibilitate este 2000 — 40 000 nm. Temperatura de lucru este de 4,2 K.
5. Semiconductorii de indiu dopați cu arsen și respectiv cu stibiu, sensibili în domeniul spectral 2000—3200 nm (primul) și respectiv 2000—6000 nm (cel de-al doilea).

Curbele de răspuns spectral ale tuturor acestor detectori fotoconductivi pentru infraroșu și infraroșu îndepărtat și temperaturile de lucru corespunzătoare sînt arătate în figura 9.13.

Pentru înțelegerea modului de funcționare al acestor tipuri de detectori vom considera ca bază de analiză nivelurile de energie ale unuia din cei mai populari detectori — detectorul de germaniu dopat cu mercur. Atomii de mercur intră în germaniu ca acceptori cu energia de 0,09 eV. Prin urmare, lungimea de undă a fotonului incident trebuie să fie cel mult egală cu 14 000 nm pentru ca un electron aflat la limita superioară a benzii de valență să fie captat de atomul (acceptor) de mercur. În mod obișnuit cristalul de germaniu are o densitate N_D mai mică de atomi donori care, la temperaturi joase, pierd electronii de valență care sînt trapați de atomii acceptori de mercur mult mai numeroși, astfel că donorii sînt ionizați pozitiv, iar acceptori sînt ionizați negativ, densitatea purtătorilor de sarcină pozitivă și negativă fiind aceeași. Deoarece $N_A \gg N_D$, cei mai mulți atomi acceptori rămîn neutri (vezi reprezentarea din figura 9.14).

Sub acțiunea radiației optice un foton incident este absorbit și face ca electronul de valență să fie captat de atomul acceptor (procesul A, din figura 9.14). Golul care ia naștere se deplasează în direcția cîmpului, contribuind la

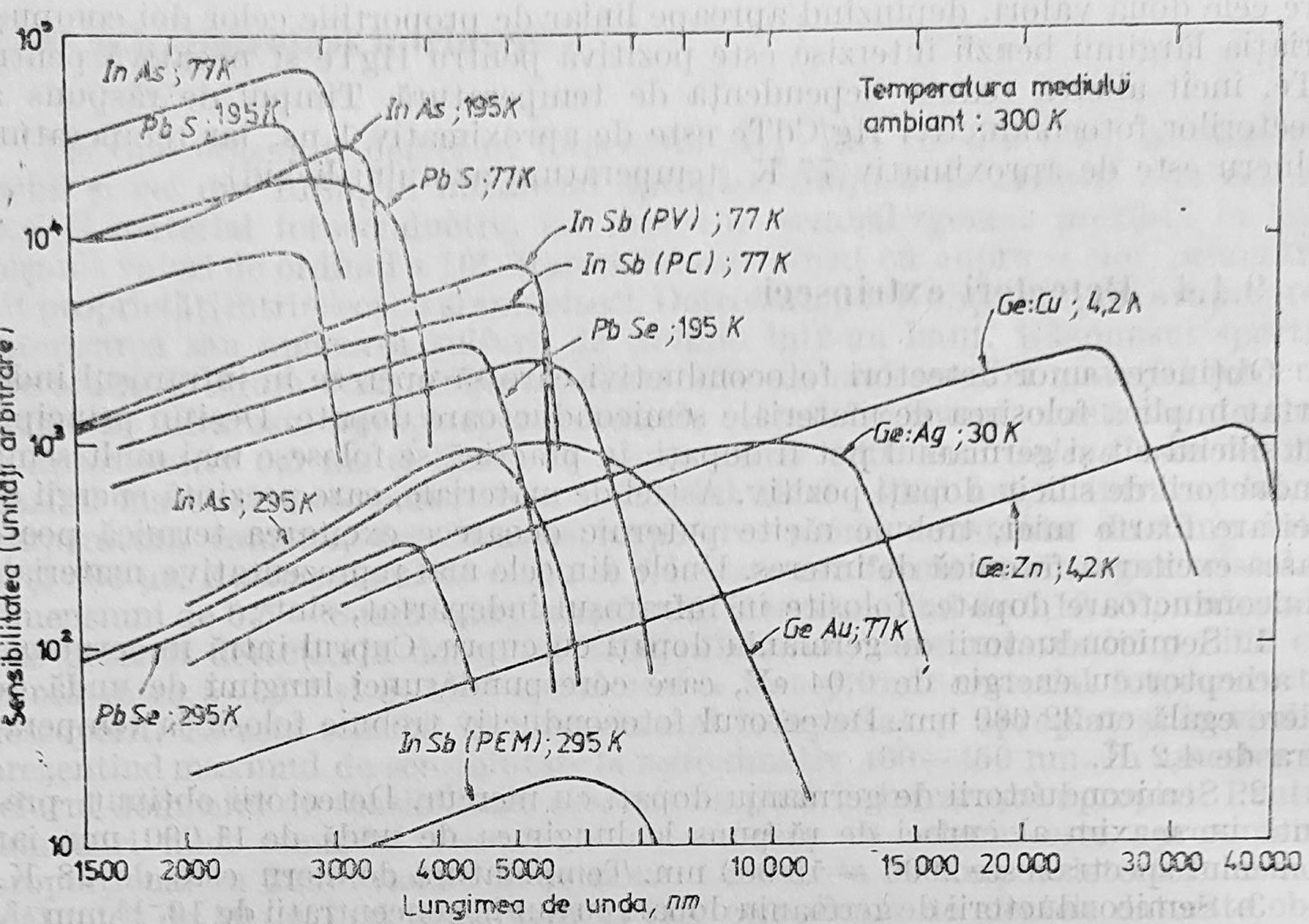


Fig. 9.13. Răspunsul spectral al cîtorva fotodiode de mare viteză.

apariția unui semnal electric. Contribuția golului la semnalul electric încetează cînd electronul acceptorului ionizat negativ revine în banda de valență (procesul *B*, din figura 9.14), proces cunoscut sub denumirea de *recombinare electron-gol* sau de captat a golului de către atomul, acceptor negativ. Alegînd impurități de felul celor arătate mai înainte pot fi obținuți semiconductori extrinseci sensibili în diferite regiuni spectrale ale infraroșului.

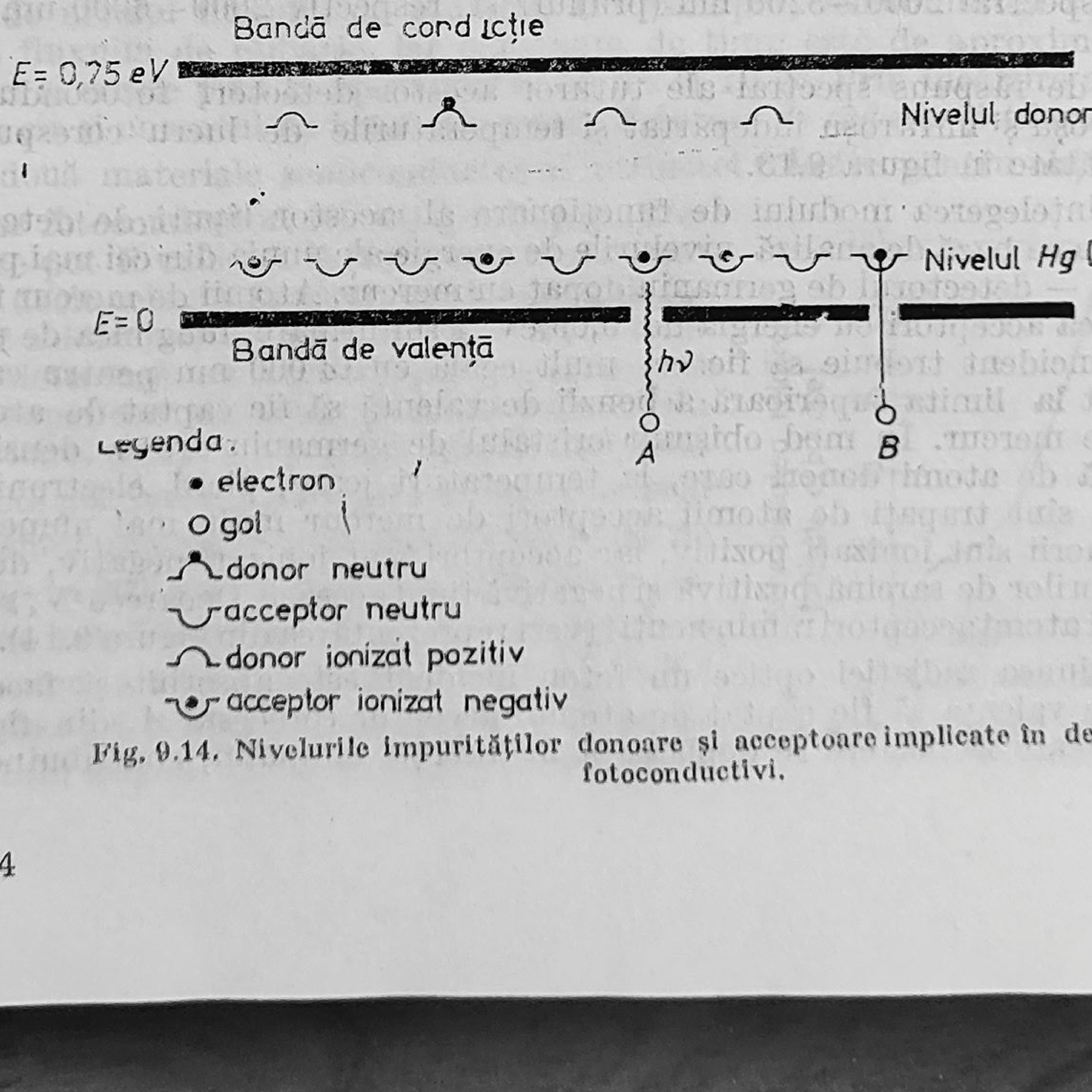


Fig. 9.14. Nivelurile impurităților donoare și acceptoare implicate în detectorii fotoconductivi.

Dacă P este puterea fasciculului optic incident de frecvență ν, iar η este randamentul cuantic, rata de generare a purtătorilor de sarcină (a golurilor, în exemplul dat) este $G = P\eta/h\nu$. Notînd cu τ_0 timpul de recombinare electron-gol, numărul mediu de purtători de sarcină, $\bar{N}_g$, rezultă din egalarea ratei de generare cu rata de recombinare, deci

$$\bar{N}_g = G\tau_0 = \frac{P\eta\tau_0}{h\nu}. \tag{9.20}$$

Cei $\bar{N}_g$ purtători de sarcină se deplasează cu viteza de drift v_d de-a lungul cîmpului electric aplicat din exterior între cei doi electrozi ai detectorului, aflați la distanța d, dînd naștere unui curent electric total

$$i_t = \bar{N}_g \frac{ev_d}{d} = \frac{P\eta\tau_0 v_d e}{h\nu d} = \frac{e\eta}{h\nu}\left(\frac{\tau_0}{\tau_d}\right) P, \tag{9.21}$$

unde $\tau_d = d/v_d$ este timpul de deplasare a purtătorilor de sarcină între cei doi electrozi.

Relația (9.21) descrie răspunsul detectorului fotoconductor, de tip semiconductor extrinsec, la un flux constant de radiație.

9.4.5. Zgomotele și limita cuantică de detecție

Ne vom limita numai la cazul detectorilor fotoconductori de tipul celor prezentați în subparagraful precedent, care funcționează la temperaturi scăzute. Principalul zgomot care apare în acești detectori se datorează mecanismului de generare-recombinare a purtătorilor de sarcină, iar valoarea pătratică medie a curentului care intră în expresia puterii zgomotului, în intervalul de frecvențe și $\nu + \Delta\nu$, este dată de relația

$$\bar{i}^2_{zgomot} = \frac{4e\bar{I}(\tau_0/\tau_d)\Delta\nu}{1 + 4\pi^2\nu^2\tau_0^2}, \tag{9.22}$$

unde $\bar{I} = \bar{N}_g e\ (\tau_0/\tau_d)$. Raportul γ, dintre valoarea pătratică medie a curentului de zgomot tip generare-recombinare și valoarea pătratică medie a curentului de zgomot tip alice, este dat de relația

$$\gamma = 2\left(\frac{\tau_0}{\tau_d}\right), \text{ pentru } \nu\tau_0 \ll 1. \tag{9.23}$$

Ca exemplu de calcul numeric al raportului γ vom considera detectorul de germaniu dopat cu mercur, de mai înainte, care funcționează la temperatura de 20 K, avînd caracteristicile: $d = 10^{-1}$ cm, $\tau_0 = 10^{-9}$ s, $E = 200$ V/cm (deci $U = 10$ V) și $\mu = 3\cdot10^4$ cm^2/V·s (μ fiind mobilitatea purtătorilor de sarcină). Cu aceste date obținem $v_d = \mu E = 3\cdot10^6$ cm/s, $\tau_d = d/v_d = 3{,}3\cdot10^{-8}$s și $\tau_0/\tau_d = 3\cdot10^{-2}$. Astfel, în medie, un purtător de sarcină traversează numai trei procente din distanța d dintre electrozi înainte de a se recombina, iar raportul γ are valoarea 1/15. Trebuie spus totuși că reducerea zgomotului nu poate fi oricît de mare, deoarece ea este acompaniată de reducerea puterii semnalului τ_0/τ_d.

Pentru raportul semnal/zgomot, R, se obține următoarea expresie

$$R^2 = \frac{P_s \eta}{2h\nu\, \Delta\nu}. \tag{9.24}$$

Expresia puterii minime a semnalului optic ce mai poate fi detectat, în modul heterodină, rezultă din relația (9.24), considerînd raportul semnal/zgomot egal cu unitatea, și este

$$P_{\min} = \frac{2h\nu\Delta\nu}{\eta}. \tag{9.25}$$

Pentru aceeași valoare a randamentului cuantic, η, puterea minimă a semnalului optic detectat în modul heterodină de detectorii fotoconductori extrinseci, la temperaturi joase, este de numai două ori mai mare decît cea corespunzătoare fotomultiplicatorilor. În practică însă randamentul cuantic, η, al detectorilor fotoconductori poate lua valori apropiate de unu, pe cînd randamentul cuantic pentru cei mai buni fotomultiplicatori nu poate fi mai mare de 0,3. Considerînd $\lambda = 10\ 600$ nm, $\Delta\nu = 1$ Hz și $\eta \cong 1$, obținem $P_{\min} = 10^{-19}$W, o valoare mai mică decît cea din cazul fotomultiplicatorilor în modul heterodină și mult mai mică decît în cazul modului video de funcționare a fotomultiplicatorilor.

9.5. FOTODIODELE

Joncțiunea $p-n$ semiconductoare este folosită tot mai mult pentru detectarea radiației optice, rol în care este cunoscută sub denumirea de *fotodiodă*.

Circuitul electric echivalent al unei joncțiuni p—n este arătat în figura 9.15. Capacitatea C_d a fost discutată în subparagraful 9.1.4. Rezistența de șunt R_d a diodei în cazul polarizării inverse este foarte mare ($> 10^6\ \Omega$) comparativ cu rezistența de sarcină R_s. Rezistența R_0 reprezintă pierderile ohmice în volumul regiunilor p și n adiacente joncțiunii.

9.5.1. Mecanismul fizic de funcționare

Pe baza discuțiilor din subparagraful 9.1.1 și a reprezentărilor din figura 9.2, putem prezenta mecanismul fizic al detectării semnalelor optice de către fotodiode pornind de la reprezentarea din fig. 9.16. Cazurile spațial-extreme le vom considera pe cele în care absorbția fotonului incident are loc în A, B sau C. Dacă absorbția are loc în A și dacă punctul A se află în regiunea p în interiorul *lungimii de difuzie*, electronul care ia naștere difuzează către stratul de baraj și poate traversa, sub influența cîmpului electric (vezi figura 9.2e), stratul de baraj contribuind cu sarcina e la curentul electric din circuitul extern. Dacă absorbția fotonului are loc în regiunea n, în apropierea stratului de baraj, deci în punctul C, golul care ia naștere difuzează către regiunea p și sub influența cîmpului electric traversează stratul de baraj contribuind de asemenea cu sarcina e la curentul electric din circuitul extern. Dacă absorbția fotonului se face

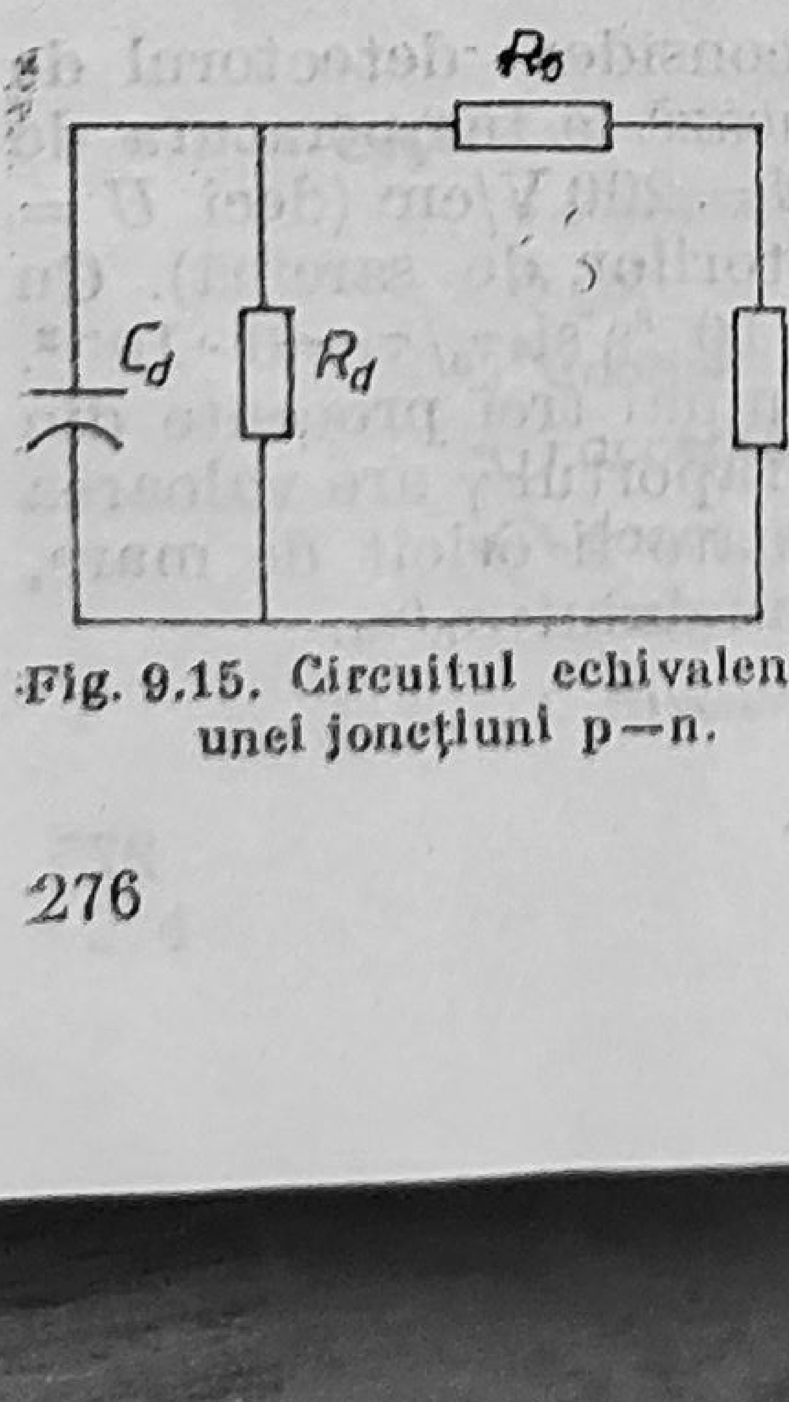


Fig. 9.15. Circuitul echivalent al unei joncțiuni p—n.

în B, aproximativ la mijlocul stratului de baraj, atît electronul cît și golul care apar se deplasează sub influența cîmpului electric, electronul către regiunea n iar golul către regiunea p, contribuind la curentul electric din circuitul extern tot cu sarcina electrică e, deoarece distanța comună străbătută de cei doi purtători de sarcină este egală cu lungimea joncțiunii. Din punct de vedere practic este de dorit ca absorbția să aibă loc la mijlocul stratului de baraj, deoarece fiecare act de absorbție contribuie cu sarcina e la curentul din circuit și se evită întîrzierea răspunsului detectorului cauzată de timpul de difuzie. Acest lucru se realizează cu ajutorul fotodiodelor cu structură $p-i-n$ (pin),

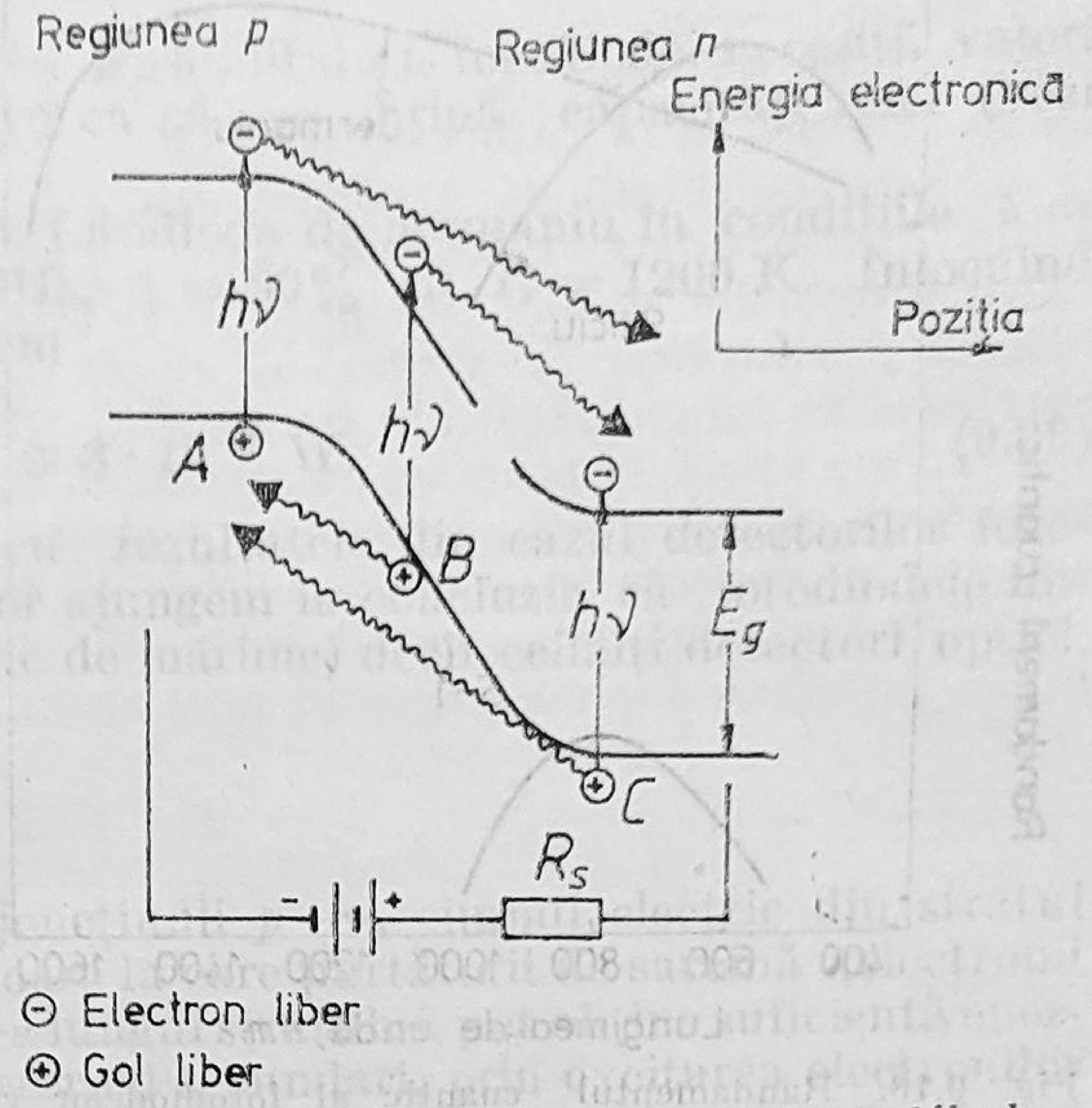


Fig. 9.16. Trei posibilități de generare a perechii electron-gol de către fotonul absorbit într-o fotodiodă.

între regiunile p și n intercalîndu-se un strat intrinsec (i) cu rezistență mare. Cea mai mare parte a căderii de potențial este de-a lungul acestui strat care poate fi făcut suficient de gros pentru a absorbi cea mai mare parte a radiației incidente. Modul de realizare al unei diode (pin) este reprezentat schematic în figura 9.17.

Este clar din figura 10.16 că fotodioda poate detecta numai radiația cu energia fotonică $h\nu \gtrsim E_g$. Dacă $h\nu \gg E_g$, absorbția, care în semiconductor crește mult cu frecvența, va avea loc aproape complet în apropierea suprafeței de intrare (în regiunea n, în cazul din figura 9.17), iar purtătorii de sarcină minoritari generați datorită absorbției se vor recombina cu purtătorii de sarcină majoritari înainte de a difuza în stratul de baraj. O asemenea situație

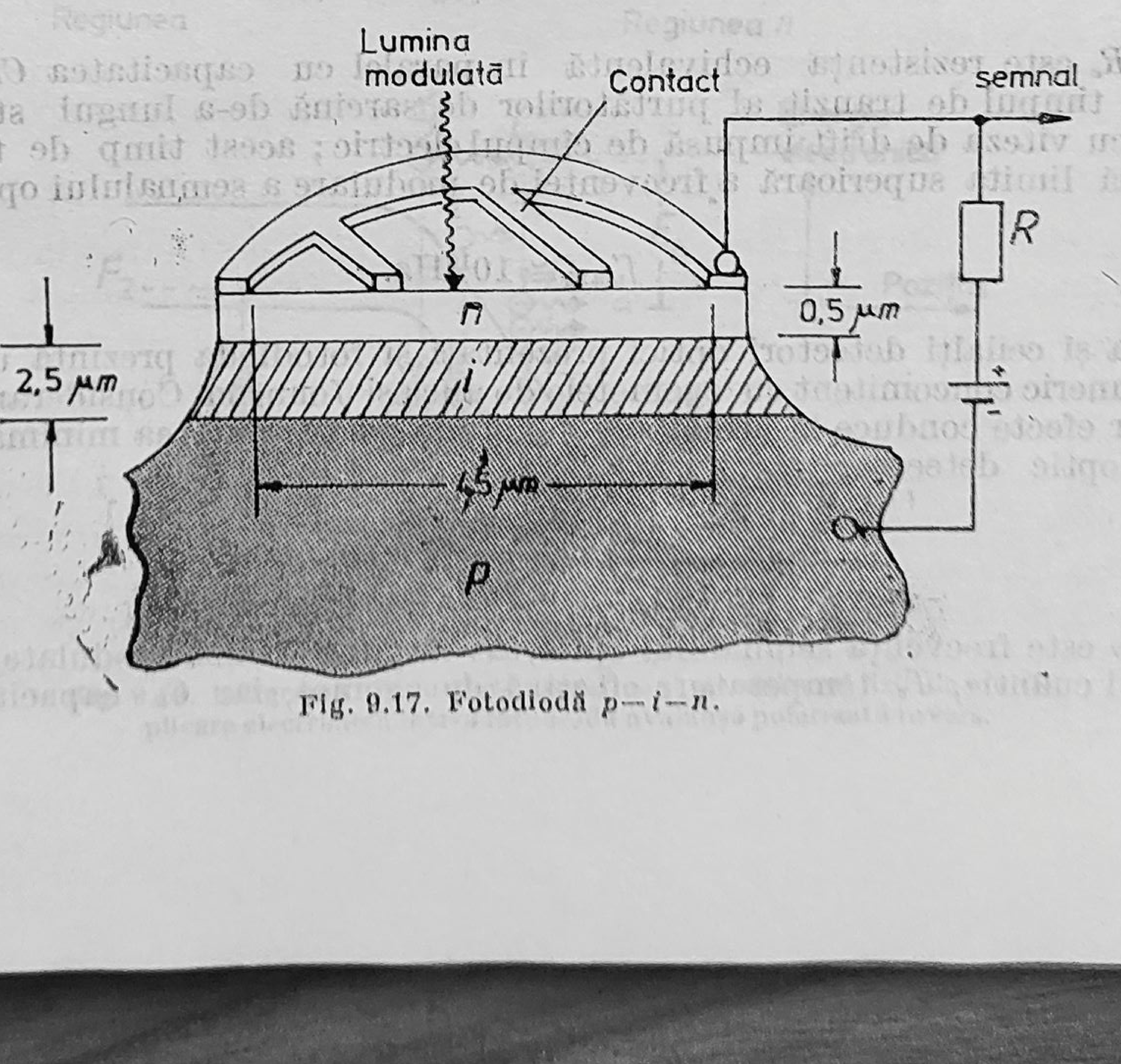


Fig. 9.17. Fotodiodă $p-i-n$.

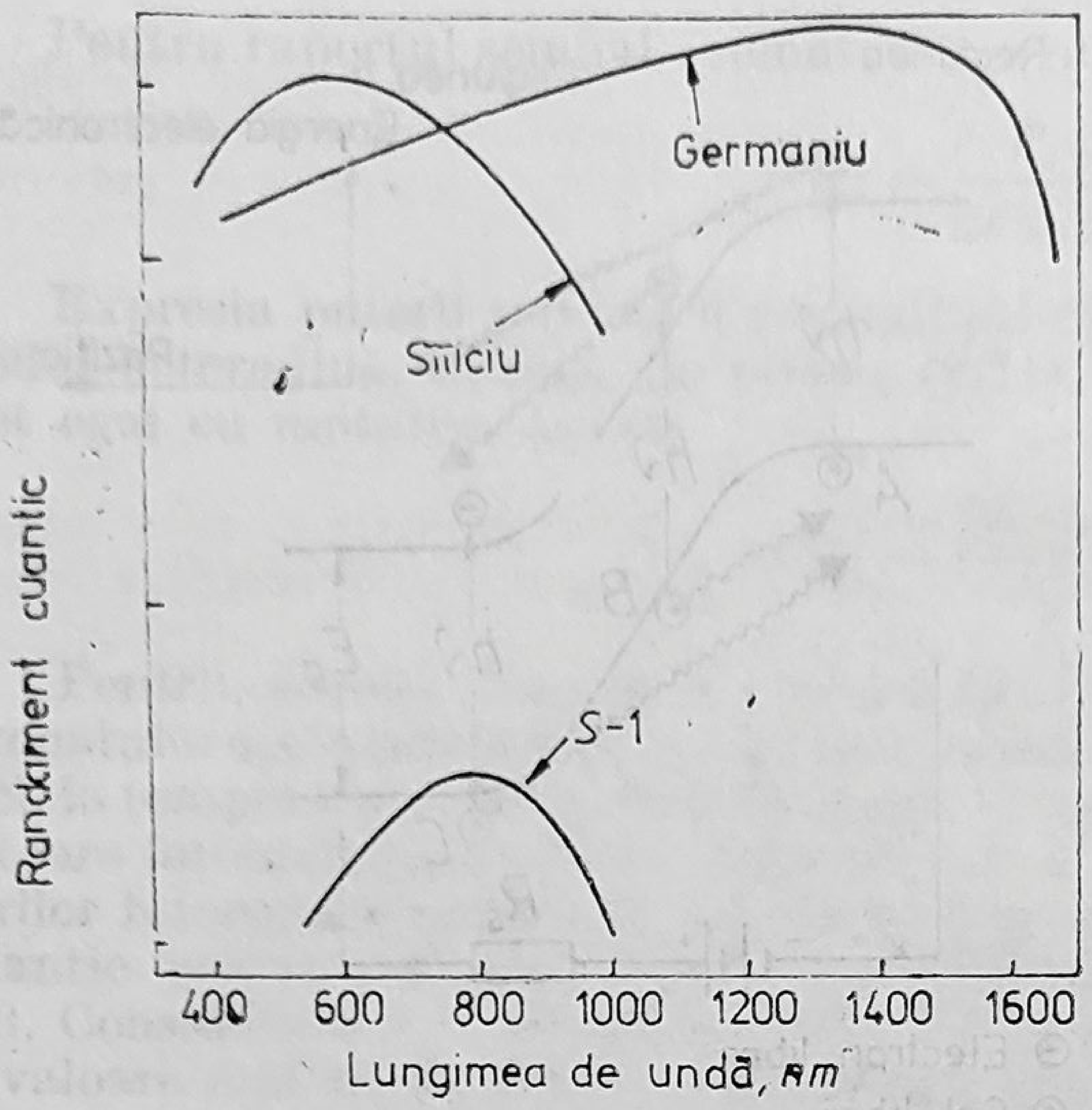


Fig. 9.18. Randamentul cuantic al fotodiodelor cu siliciu și germaniu comparativ cu cel al celulei fotoelectrice S—1 (D'Asaro și Anderson, 1966).

nu determină apariția unui curent electric în circuitul extern, deci răspunsul fotodiodelor scade cînd $h\nu > E_g$. Randamentul cuantic al cîtorva diode, în funcție de lungimea de undă a radiației incidente (frecvență) este arătat în figura 9.18. De remarcat că în cazul fotodiodelor de germaniu randamentul cuantic poate atinge valori de pînă la aproximativ 50%.

9.5.2. Caracteristicile de răspuns ale fotodiodelor

O caracteristică importantă a fotodiodelor (și a tuturor celorlalți detectori optici, cum am arătat) este răspunsul lor în funcție de frecvența semnalului optic aplicat. În cazul fotodiodelor, răspunsul de frecvență este limitat de cele trei mecanisme fizice amintite mai înainte și anume:

a) timpul de difuzie a purtătorilor de sarcină care apar în regiunile p și respectiv n și care difuzează către stratul de baraj; el poate fi micșorat substanțial alegînd convenabil grosimea stratului de baraj (vezi cazul fotodiodei pin);

b) efectul de șuntare a semnalului electric datorat capacității C_d a fotodiodei (v. fig. 9.15); acest efect determină limita superioară a frecvenței de modulare a semnalului optic ca fiind

$$f_{max} \cong \frac{1}{R_e C_d}, \tag{9.26}$$

unde R_e este rezistența echivalentă în paralel cu capacitatea C_d;

c) timpul de tranzit al purtătorilor de sarcină de-a lungul stratului de baraj cu viteza de drift impusă de cîmpul electric; acest timp de tranzit determină limita superioară a frecvenței de modulare a semnalului optic ca fiind

$$f'_{max} \cong 10^{10}\text{Hz}. \tag{9.27}$$

Ca și ceilalți detectori optici prezentați și fotodioda prezintă un curent de întuneric concomitent cu zgomotele de alice și Johnson. Considerarea tuturor acestor efecte conduce la următoarea expresie pentru puterea minimă a semnalului optic detectat

$$P_{min} \cong 2\sqrt{\pi}\,\frac{h\nu\Delta\nu}{e\eta}\sqrt{kT_e C_d}, \tag{9.28}$$

unde ν este frecvența semnalului optic, $\Delta\nu$ lărgimea benzii modulate, η randamentul cuantic, T_e temperatura efectivă de zgomot, iar C_d capacitatea foto-

diodei. Conform acestei relații, o bună sensibilitate a fotodiodei necesită valori mici ale suprafeței fotodiodei, pentru ca să se obțină capacități mici (vezi relația (9.5 m)).

Ca exemplificare, vom considera fotodioda de germaniu în condițiile $\lambda = 1400$ nm, $C_d = 1$ pF, $\Delta\nu = 1$ GHz, $\eta = 50\%$ și $T_e = 1200$ K. Înlocuind aceste valori în relația (9.28) obținem

$$P_{min} \cong 3 \cdot 10^{-7}\ \text{W}. \tag{9.29}$$

Comparînd rezultatul obținut cu rezultatele din cazul detectorilor fotoconductivi și al fotomultiplicatorilor ajungem la concluzia că fotodiodele implică puteri mult mai mari (cu ordine de mărime) decît ceilalți detectori optici.

9.5.3. Fotodioda avalanșă

Mărind polarizarea inversă a joncțiunii $p-n$, cîmpul electric din stratul de baraj poate crește pînă la o valoare la care purtătorii de sarcină (electronii sau golurile), care sînt accelerați de-a lungul stratului, pot obține suficientă energie cinetică pentru a genera noi electroni secundari, prin excitarea electronilor din banda de valență în banda de conducție, atît purtătorii de sarcină primari cît și noii purtători de sarcină putînd să traverseze stratul de baraj. Acest proces, ilustrat în figura 9.19, poartă denumirea de multiplicare în avalanșă și este specific fizicii plasmei. Urmărind reprezentarea schematică din figura 9.19, fotonul incident, de energie $h\nu$, absorbit în punctul A, creează perechea electron-gol. Electronul este accelerat în stratul de baraj pînă în punctul C, unde are suficientă energie cinetică pentru a genera noua pereche de purtători de sarcină, electron-gol, prin excitarea unui electron din banda de valență în banda de conducție. Purtătorii de sarcină nou creați se deplasează în direcții opuse, către regiunea p și respectiv către regiunea n a joncțiunii. Golul F poate la rîndul său să genereze o nouă pereche de purtători de sarcină (în punctul G, pe figură) care se deplasează tot în funcție de sarcina electrică a purtătorului

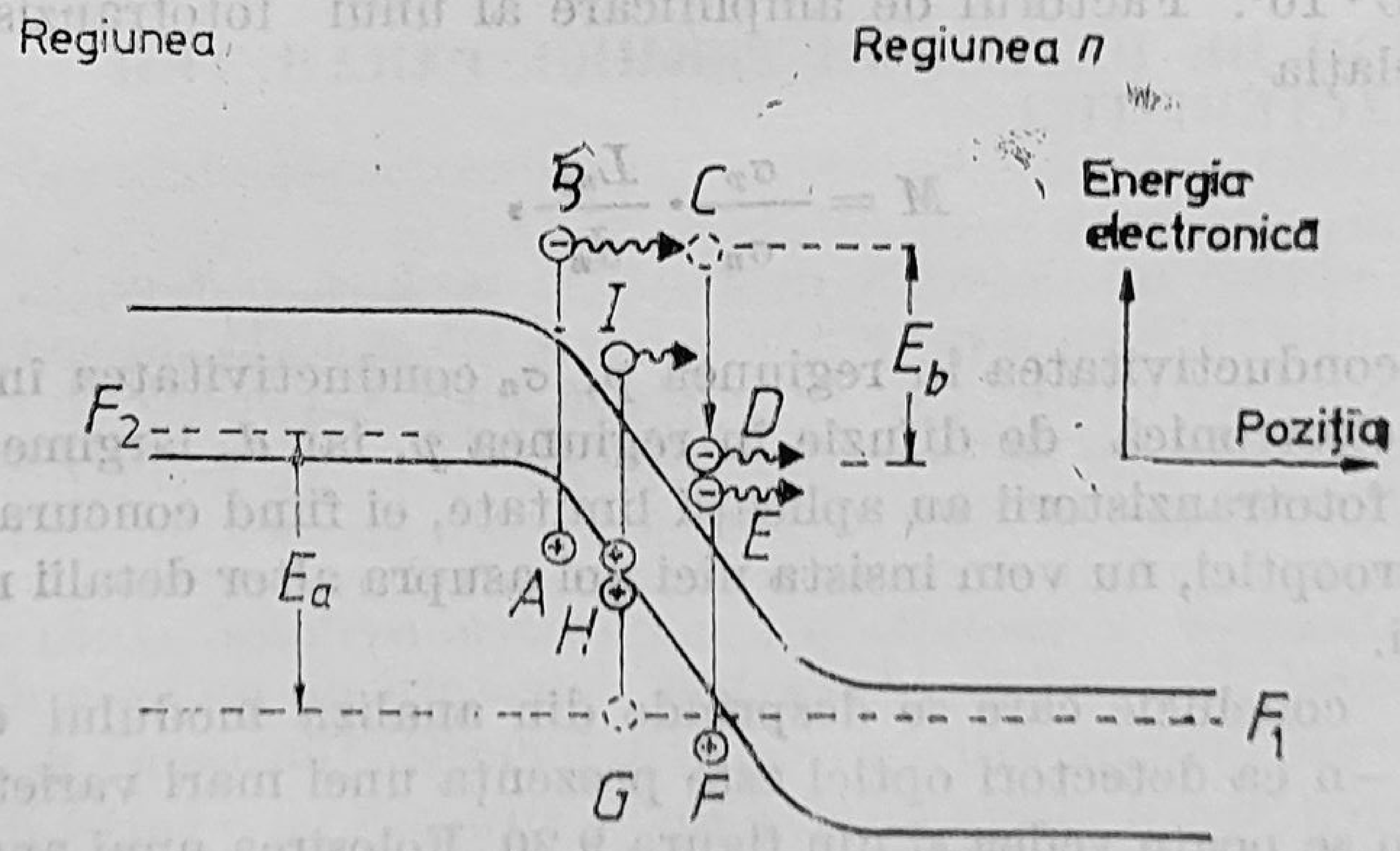


Fig. 9.19. Diagrama nivelurilor energetice și mecanismul fizic de multiplicare electronică într-o fotodiodă avalanșă polarizată invers.

de sarcină. Rezultatul unui astfel de efect de avalanșă este creșterea puternică a curentului electric din circuitul extern, față de curentul din fotodioda obișnuită prezentată în subparagraful precedent.

Deoarece fotodioda avalanșă este în linii mari similară cu o fotodiodă simplă, caracteristicile sale de circuit sînt date de expresii similare celor din cazul fotodiodei simple. Răspunsul de frecvență este de asemenea limitat de difuzia purtătorilor de sarcină către stratul de baraj, driftul purtătorilor de sarcină de-a lungul stratului de baraj și capacitatea fotodiodei.

Teoria arată, și practica confirmă, că dacă M este factorul de multiplicare al fotocurentului, puterea semnalului electric crește de M^2 ori, în timp ce puterea semnalului de zgomot crește de numai M^n ori, unde $2 < n < 3$.

Puterea minimă a semnalului optic detectat de fotodioda avalanșă, în condițiile raportului semnal-zgomot egal cu unitatea, este dată de relația

$$P_{\min} = \frac{2h\nu}{Me\eta}\left(\frac{kT_e\Delta\nu}{R_s}\right)^{1/2}. \tag{9.30}$$

Alegînd valori convenabile pentru factorul de amplificare M (între 30 și 100), limita de detecție a fotodiodelor avalanșă poate fi îmbunătățită cu unul pînă la două ordine de mărime, deoarece, conform relației (9.30), puterea limită este invers proporțională cu factorul de amplificare a curentului electric.

9.6. FOTOTRANZISTORII. CONCLUZII

O altă metodă de creștere a amplificării fotoconductorilor cu joncțiune p—n este de a folosi efectele de amplificare ale tranzistorilor (vezi subparagraful 9.1.4). Prin această metodă se pot obține valori ale factorului de amplificare de pînă la 10^3, însă în mod obișnuit fototranzistorii prezintă amplificări de ordinul a $5\cdot 10^1$. Factorul de amplificare al unui fototranzistor $p-n-p$ este dat de relația

$$M = \frac{\sigma_p}{\sigma_n}\cdot\frac{L_{np}}{d_n}, \tag{9.31}$$

unde σ_p este conductivitatea în regiunea p, σ_n conductivitatea în regiunea n, L_{np} lungimea electronică de difuzie în regiunea p, iar d_n lărgimea regiunii n.

Deoarece fototranzistorii au aplicații limitate, ei fiind concurați de ceilalți detectori electrooptici, nu vom insista nici noi asupra altor detalii referitoare la fototranzistori.

Ca primă concluzie care se desprinde din analiza modului de folosire a joncțiunilor p—n ca detectori optici este prezența unei mari varietăți de fotodiode, așa cum se poate vedea și din figura 9.20. Folosirea unui anumit tip de fotodiodă depinde de mai mulți factori ca: domeniul lungimilor de undă al radiației optice care trebuie detectată, răspunsul de frecvență, sensibilitatea, limita de detecție a puterii semnalului optic etc.

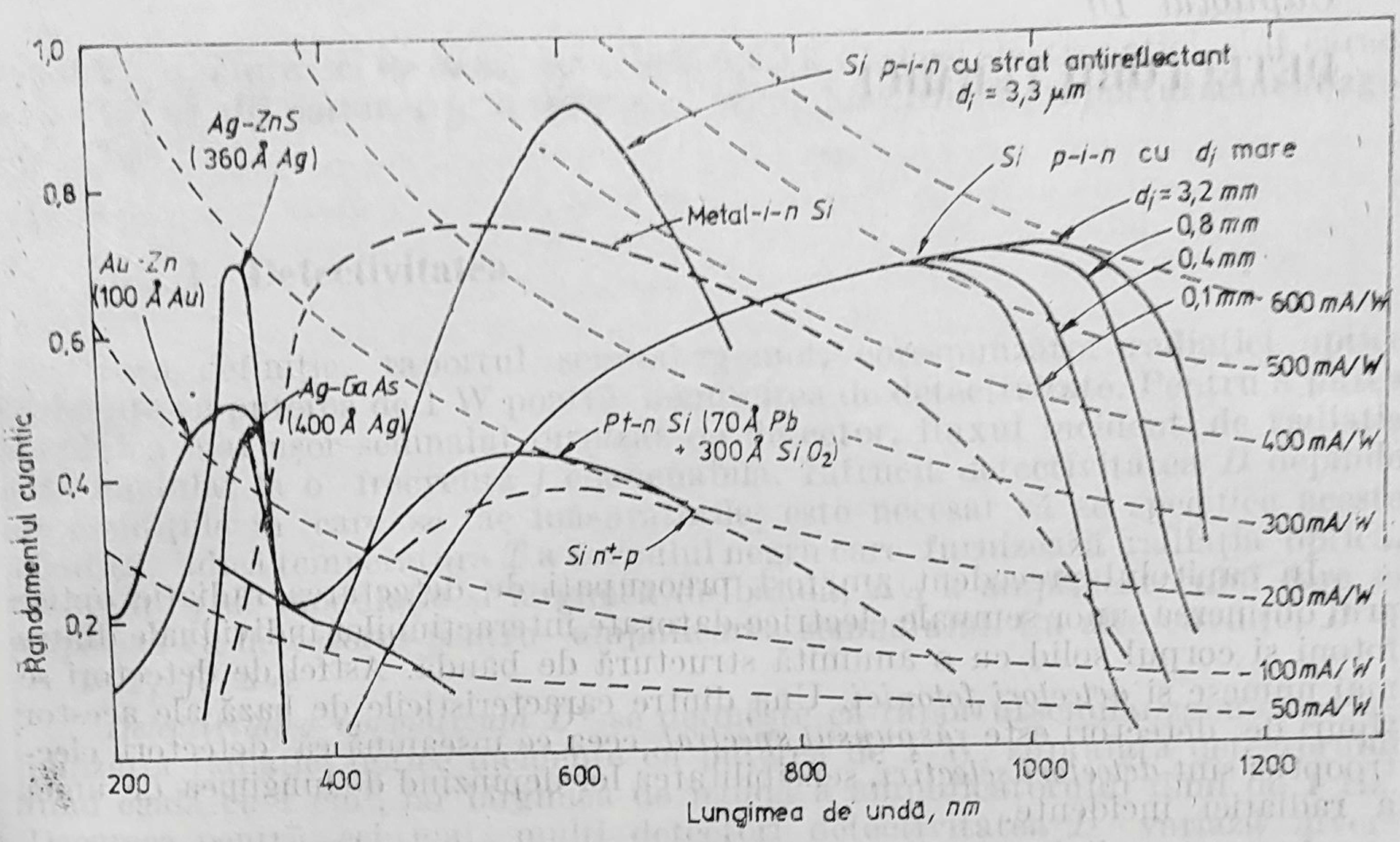


Fig. 9.20. Randamentul cuantic al cîtorva detectori optici folosiţi în infraroşu. Frecvenţa de modulare a semnalului optic este de 1800 Hz.

În cazul în care puterea semnalului optic este mică, este indicat să se folosească fotomultiplicatorii, în timp ce detectarea semnalelor optice din domeniul infraroşu implică folosirea detectorilor fotoconductivi.

Măsurătorile fotometrice de precizie trebuie însă făcute cu ajutorul celulelor fotoelectrice cu vid, care sînt cele mai stabile detectoare electrooptice.

Capitolul 10

DETECTORII TERMICI

În capitolul precedent am fost preocupați de detectarea radiației optice prin obținerea unor semnale electrice datorate interacțiunilor individuale dintre fotoni și corpul solid cu o anumită structură de bandă. Astfel de detectori se mai numesc și *detectori fotonici*. Una dintre caracteristicile de bază ale acestor tipuri de detectori este *răspunsul spectral*, ceea ce înseamnă că detectorii electrooptici sînt *detectori selectivi*, sensibilitatea lor depinzînd de lungimea de undă a radiației incidente.

În acest capitol ne vom ocupa de *detectorii termici* al căror principiu de funcționare se bazează pe variația temperaturii elementului de detecție. Dacă se reușește ca variația de temperatură, dependentă de energia radiației incidente, să fie pusă în evidență prin măsurători ale anumitor mărimi fizice ale elementului de detecție, ca, de exemplu, rezistența electrică, presiunea gazului, tensiunea electrică, lungimea etc., atunci răspunsul detectorului poate fi raportat la energia radiației incidente. Deoarece răspunsul detectorului este funcție numai de energia radiației incidente nu și de lungimea de undă a radiației, detectorii termici ideali trebuie să fie *detectori integrali*, viteza lor de răspuns depinzînd de rata de încălzire și de rata de răcire a elementului de detecție.

10.1. TIPURI DE DETECTORI TERMICI. PARAMETRII CARACTERISTICI

Pentru a obține un detector de radiație termică putem, în principiu, să folosim orice substanță cu o proprietate fizică măsurabilă care variază cu temperatura după o lege cunoscută. În practică însă se folosesc în special numai patru tipuri de astfel de detectori : *termocuplurile*, *bolometrele*, *detectorii piroelectrici* și *detectorii pneumatici*.

Toți detectorii pot fi descriși pe baza a trei caracteristici care definesc conceptul de detector de radiație și anume : *detectivitatea*, *viteza de răspuns și răspunsul spectral*. În condiții ideale toți detectorii de radiație de un anumit tip trebuie să aibă parametrii aproximativ identici. Din punct de vedere practic însă detectivitatea și viteza de răspuns se situează pe o curbă de distribuție. De aceea sînt foarte puțini detectorii care au o detectivitate foarte ridicată și o viteza de răspuns foarte mare. Cît privește răspunsul spectral, detectorii termici sînt *detectori integrali* și nu prezintă această caracteristică. În afară de

cele trei caracteristici de bază, detectorii optici, ca şi cei electrooptici, sînt caracterizaţi şi de alţi parametri, ca zgomotul, semnalul furnizat, raportul semnal/zgomot etc.

10.1.1. Detectivitatea

Prin definiţie, raportul semnal/zgomot, corespunzător radiaţiei optice incidente cu puterea de 1 W poartă denumirea de detectivitate. Pentru a putea amplifica mai uşor semnalul furnizat de detector, fluxul incident de radiaţie este modulat la o frecvenţă f convenabilă. Întrucît detectivitatea D depinde de condiţiile în care se fac măsurătorile, este necesar să se specifice aceste condiţii, adică temperatura T a corpului negru care furnizează radiaţia optică, frecvenţa f de modulaţie şi lărgimea de bandă, $\Delta\nu$, a amplificatorului care se cuplează cu detectorul pentru amplificarea semnalului. Cu alte cuvinte, $D = D(T,\ f,\ \Delta\nu)$.

Detectivitatea normalizată D^* se defineşte ca raportul semnal/zgomot corespunzător radiaţiei optice incidente cu puterea de 1 W, suprafaţa detectorului fiind egală cu 1 cm^2, iar lărgimea de bandă a amplificatorului fiind de 1 Hz. Deoarece pentru cei mai mulţi detectori detectivitatea D variază invers proporţional cu suprafaţa A a detectorului, detectivitatea normalizată D^* poate fi definită folosind expresia

$$D^*\,(500\ \mathrm{K};\ 900\ \mathrm{Hz}) = \frac{(\Delta\nu)^{1/2} S/N}{A^{1/2}\cdot P_r}, \qquad (10.1)$$

unde $T = 500$ K, $f = 900$ Hz, S/N este raportul semnal/zgomot, iar P_r densitatea de putere a radiaţiei incidente. În plus, mai trebuie specificată valoarea cîmpului vizual (de regulă, 180°) şi valoarea temperaturii mediului ambiant (de regulă, 300 K).

Valoarea zgomotului Johnson, datorat mişcării dezordonate a purtătorilor de sarcină din elementul detector, este dată de expresia

$$N_j = (4kTR\Delta\nu)^{1/2}, \qquad (10.2)$$

unde R este rezistenţa detectorului, iar k constanta lui Boltzmann.

Zgomotul de alice se datorează modului dezordonat în care iau naştere purtătorii de sarcină sau fluctuaţiilor fluxului fotonic. Valoarea sa variază liniar cu valoarea curentului electric prin detector.

Zgomotul de temperatură se datorează fluctuaţiilor de temperatură ale mediului înconjurător sau ale suprafeţei pe care se montează elementul sensibil al detectorului. Valoarea sa variază tot liniar cu valoarea curentului prin detector.

10.1.2. Viteza de răspuns

O măsură a vitezei de răspuns a detectorilor termici este *constanta de timp*, τ, chiar dacă această mărime nu este definită univoc în toate situaţiile. Pentru un puls pătratic de radiaţie, incident pe detector, semnalul de răspuns creşte sau scade mult mai încet decît pulsul incident. În cazul cînd scăderea semnalului este de forma $e^{-t/\tau}$, mărimea τ se numeşte constanta de timp a detectorului.

Pentru un puls sinusoidal de radiație, de amplitudine constantă, incident pe detector, semnalul de tensiune furnizat de acesta nu depinde de frecvență atît timp cît detectorul poate urma variațiile de flux de radiație. În toate celelalte situații semnalul de tensiune scade cînd frecvența crește. Dacă creșterea și amortizarea semnalului furnizat de detector, la aplicarea unui puls pătratic de radiație, sînt date de o lege exponențială, atunci variația semnalului detectorului cu frecvența de modulație este dată de expresia

$$S = \frac{K}{(1+4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}}, \tag{10.3}$$

unde $\tau = 1/2\pi f_c$ este constanta de timp a detectorului, iar f_c frecvența de modulație pentru care semnalul scade de 0,707 ori din valoarea pe care o are cînd nu depinde de frecvență. În general însă, creșterea sau amortizarea semnalului detectorului nu urmează o lege exponențială.

10.2. TIPURI DE DETECTORI. MODUL DE FUNCȚIONARE

Față de detectorii fotonici, detectorii termici au avantajul că răspunsul lor este independent de lungimea de undă a radiației incidente și că ei pot funcționa la temperatura mediului ambiant, fără să fie necesară răcirea. Dezavantajul este că au o detectivitate mult mai mică și o constantă de timp mult mai mare. Deoarece multe dintre proprietățile detectorilor termici depind de geometrie și de modul de construcție specifice elementului de detecție, trebuie folosită o tehnologie avansată. Acest lucru este în contrast cu detectorii fotonici unde prepararea elementului sensibil urmează principii fizice bine stabilite.

Variația de temperatură a elementului sensibil al detectorilor termici, datorată radiației incidente care are fluxul F, se obține din egalarea produsului dintre căldura specifică c și viteza de variație a temperaturii cu viteza de variație a puterii furnizată elementului detectorului, deci

$$c \cdot \frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} = \varepsilon F - \varkappa \cdot \Delta T, \tag{10.4}$$

unde ΔT este diferența dintre temperatura detectorului și temperatura mediului ambiant, ε emisivitatea elementului detectorului, iar $\varkappa$ conductivitatea termică de la elementul detector la mediul înconjurător.

În condiții de echilibru dinamic este adevărată egalitatea

$$\Delta T = \frac{\varepsilon F}{\varkappa}. \tag{10.5}$$

Dacă fluxul de radiație are o variație sinusoidală de forma $F = F_0 e^{i\omega t}$, atunci și temperatura va avea tot o variație sinusoidală, deci, notînd cu ΔT_0 amplitudinea sa, obținem

$$|\Delta T_0| = \frac{\varepsilon F_0}{(\varkappa^2 + \omega^2 c^2)^{1/2}}.$$

Considerațiile făcute sînt generale, pentru toate cele patru tipuri de detectori și ele vor fi particularizate pentru fiecare tip în parte.

10.2.1. Termocuplurile

De la început trebuie să spunem că, din punctul de vedere al experimentatorului, toţi detectorii termici trebuie să aibă suprafaţa activă a elementului sensibil astfel tratată, încît aceasta să poată absorbi radiaţia incidentă. În cazul ideal ar trebui ca întreaga energie radiantă, incidentă să fie absorbită. Practic, o parte din energia radiantă, incidentă se pierde; de aceea se introduce emisivitatea ε, care este identică cu fracţia din energia incidentă absorbită.

Termocuplurile au fost folosite pentru detectarea radiaţiei infraroşii încă de la începuturile spectroscopiei de infraroşu. Obişnuit, un termocuplu este alcătuit din două fire subţiri, din materiale diferite, convenabil alese, unite între ele la ambele capete, rezultînd deci două joncţiuni dintre care una este joncţiunea activă, trebuind să aibă proprietăţi absorbante foarte bune. Cealaltă joncţiune nu are decît rolul de a închide circuitul electric. Dacă cele două joncţiuni sînt menţinute la temperaturi diferite, în circuit apare o tensiune electromotoare, V, care determină în circuitul închis un curent electric, i.

Termocuplurile sînt construite din materiale capabile să ducă la apariţia unor valori mari ale tensiunii electromotoare, pe grad de diferenţă de temperatură. Pe de altă parte capacitatea termică a materialelor folosite trebuie să fie mică. Radiaţia este incidentă fie direct pe joncţiunea tratată în mod convenabil, fie pe o suprafaţă înnegrită în contact termic foarte bun cu joncţiunea. De regulă joncţiunea se introduce într-o incintă vidată, radiaţia pătrunzînd în incintă printr-o fereastră de diamant, AgCl sau KRS-5. Materialul din care este construită fereastra trebuie să fie transparent în domeniul spectral de folosire a termocuplului.

Dacă diferenţa de temperatură dintre cele două joncţiuni este ΔT, atunci tensiunea generată este dată de expresia

$$V = P_{ab}\Delta T, \tag{10.6}$$

unde $P_{ab} = P_a - P_b$ este diferenţa dintre puterile termoelectrice ale celor două materiale a şi b din care s-a construit termocuplul. Pentru substanţele folosite curent la confecţionarea termocuplurilor, puterile termoelectrice sînt date în tabelul 10.1.

Alegînd convenabil materialele se pot obţine semnale de tensiune relativ mari. De exemplu, pentru un termocuplu din constantan-98,5%Te-1,5%S valoarea lui P_{ab} este 0,6 mV/°C.

Calculul corect al temperaturii joncţiunii sub acţiunea unui anumit flux de energie trebuie să ţină seama nu numai de conductanţa termică, $\varkappa$, ci şi de *efectul Peltier* care determină răcirea joncţiunii, viteza de pierdere fiind

$$\Delta W = P_{ab}\, iT, \tag{10.7}$$

unde i este intensitatea curentului electric din circuit, iar T temperatura joncţiunii. La echilibru, fracţiunea din energia incidentă absorbită, ε, este dată de relaţia

$$\varepsilon = \frac{\varkappa\Delta T + P_{ab}iT}{F} = \frac{\varkappa\Delta T + P_{ab}(V/R)T}{F} = \frac{\Delta T[\varkappa + (P_{ab}2/R)T]}{F}, \tag{10.8}$$

deci sensibilitatea termocuplului este

$$\frac{V}{F} = \frac{P_{ab}}{\varkappa + (P_{ab}^2/R)T}. \tag{10.9}$$

Tabelul 10.1

Caracteristicile termoelectrice ale substanțelor

Materialul	Puterea termoelectrică, P [μV/°C]	Conductivitatea termică, $\varkappa$ [$Wm^{-1}{}^{0}C^{-1}$]	Conductivitatea electrică, σ [$\Omega^{-1}m^{-1}$]
Argint	+ 2,9	424	$6{,}1 \cdot 10^7$
Fer	+ 16	67	$1{,}0 \cdot 10^7$
Nichel	− 19	59	$1{,}3 \cdot 10^7$
Antimoniu	+ 40	20	$2{,}4 \cdot 10^6$
Bismut	− 60	8,3	$8{,}3 \cdot 10^5$
Telur, monocristal	+436	1,8	$2{,}9 \cdot 10^3$
Telur, policristal	+376	1,5	$3{,}3 \cdot 10^3$
	+372	1,0	$5{,}0 \cdot 10^2$
Constantan	− 38	21,2	$2{,}0 \cdot 10^6$
Cromel-p	+ 30	20	$1{,}2 \cdot 10^6$
95%Bi−5%Sn	+ 30	4,5	$3{,}6 \cdot 10^5$
97%Bi−3%Sb	− 75	7	$5{,}8 \cdot 10^5$
90%Bi−10%Sb	− 78	5,3	$6{,}2 \cdot 10^5$
99,6%Te−0,4%Bi	+191	2,3	$3{,}5 \cdot 10^4$
99,1%Te−0,9%Sb	+139	2,3	$4{,}3 \cdot 10^4$
98,5%Te−1,5%S	+575	1,5−3	$2{,}9 \cdot 10^2$
65%Sb−35%Cd	+106	1,5−4	$1{,}7 \cdot 10^5$
75%Sb−25%Cd	+112	1,5−4	$1{,}4 \cdot 10^5$

Dacă rezistența R este foarte mare, putem neglija răcirea datorată efectului Peltier și atunci

$$\frac{V}{F} = \frac{P_{ab}}{\varkappa}. \tag{10.10}$$

Relația (10.10) arată că sensibilitatea termocuplului este cu atît mai mare, cu cît diferența dintre puterile termoelectrice ale celor două materiale, folosite la construcția termocuplului, este mai mare și cu cît conductanța termică este mai mică. Valori mici pentru conductanța termică se obțin dacă joncțiunea se introduce într-o incintă vidată.

De cele mai multe ori semnalu electric furnizat de termocuplu trebuie amplificat, ceea ce implică modularea fluxului de radiație la o frecvență de modulație joasă, de aproximativ 5−10 Hz. Din motive de optimizare a semnalului amplificat, care poate fi mascat în zgomot, cuplajul electric dintre amplificatorul acordabil și termocuplu se face prin intermediul unui transformator ridicător de tensiune.

Radiația incidentă trebuie bine focalizată pe suprafața elementului sensibil ale cărui dimensiuni sînt de apoximativ 1 mm^2. Sensibilitatea termocuplurilor este cuprinsă în domeniul (2−7) V/W, detectivitatea este de ordinul a 10^9 cm · $Hz^{1/2}$ · W^{-1}, iar constanta de timp este de ordinul a 10 ms.

10.2.2. Bolometrele

Un alt detector termic, care poate furniza un semnal electric pe seama variației temperaturii unui element rezistiv, construit dintr-un material convenabil ales, este bolometrul. Ca materiale se pot folosi atît semiconductorii cît și metalele.

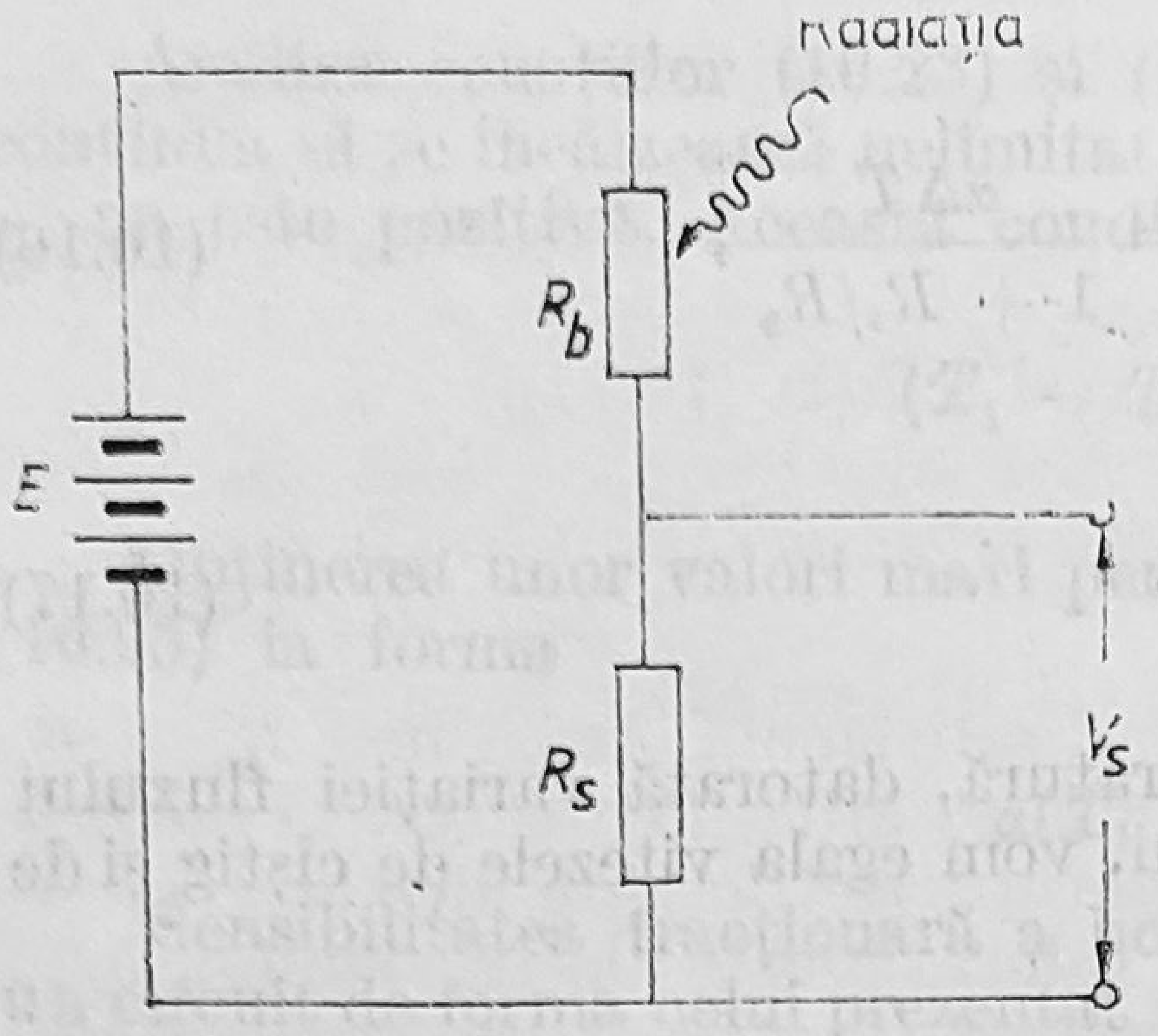


Fig. 10.1. Circuitul electric echivalent al unui bolometru.

Descrierea generală. Schema de principiu a unui circuit electric cu bolometru, folosit pentru detectarea radiației optice, este arătată în figura 10.1. Elementul bolometrului, dintr-un material convenabil ales, cu rezistența R_b, este conectat în serie cu o rezistență de sarcină R_s, iar cele două rezistențe sînt alimentate de la o sursă de curent continuu, cu tensiunea electromotoare E și cu rezistența internă neglijabilă. Dacă rezistența internă a sursei de alimentare nu este neglijabilă în raport cu cele două rezistențe externe R_b și R_s, atunci în calcule se ia în considerație tensiunea V la bornele sursei. Observăm că elementul bolometrului se comportă, din punctul de vedere electric, ca un rezistor cu rezistența R_b.

În absența radiației incidente, la trecerea unui curent electric i prin circuit, în rezistorul cu rezistența R_b se disipă energia $W = i^2R_b(T_1)t$, unde T_1 este temperatura de echilibru a rezistorului, iar t timpul cît circulă curentul. În condiții de staționaritate, energia disipată în unitatea de timp în rezistor trebuie să fie egală cu energia transmisă mediului înconjurător, prin conducție și convecție, în unitatea de timp, deci

$$W = i^2R_b(T_1) = \chi_{10}(T_1 - T_0) \approx \chi_0(T_1 - T_0), \tag{10.11}$$

unde cu T_0 am notat temperatura mediului înconjurător.

În prezența radiației incidente, temperatura rezistorului crește. Orice variație ΔT de temperatură determină o variație ΔR_b a rezistorului, ceea ce implică variația curentului electric prin circuit și deci variația ΔV_s a tensiunii pe rezistența de sarcină R_s. Deoarece, în condiții de staționaritate, intensitatea curentului electric prin circuit este dată de legea lui Ohm

$$i = \frac{V}{R_b + R_s}, \tag{10.12}$$

atunci căderea de tensiune pe rezistența de sarcină va fi

$$V_s = \frac{V}{R_b + R_s}\, R_s = \frac{V}{1 + R_b/R_s}, \tag{10.13}$$

astfel că orice variație a tensiunii V_s trebuie să se datoreze variației rezistenței R_b. Ținînd seama de relația (10.13), semnalul de tensiune, cules de pe rezistorul cu rezistența R_s și datorat variației rezistenței R_b, este dat de expresia

$$-\Delta V_s \cong \frac{-\mathrm{d}V_s}{\mathrm{d}R_b}\Delta R_b = \frac{VR_s\Delta R_b}{(R_s + R_b)^2} = \frac{V_s\Delta R_b}{R_s + R_b}. \tag{10.14}$$

Considerînd variațiile fracționare, putem scrie

$$\delta V_s = \frac{\delta V_s}{V_s} \quad \text{și} \quad \delta R_b = \frac{\Delta R_b}{R_b} \approx \frac{\mathrm{d}R_b}{\mathrm{d}T}\,\frac{\Delta T}{R_b} = \alpha\Delta T \tag{10.15}$$

sau

$$-\delta V_s = \left(1 + \frac{R_s}{R_b}\right)^{-1} \delta R_b = \frac{\alpha \Delta T}{1 + R_s/R_b}, \tag{10.16}$$

unde

$$\alpha = \frac{1}{R_b}\frac{dR_b}{dT}. \tag{10.17}$$

Pentru a calcula variaţia ΔT de temperatură, datorată variaţiei fluxului de energie incident pe elementul bolometrului, vom egala vitezele de cîştig şi de pierdere a energiei, deci

$$c\frac{d\Delta T}{dt} = \varepsilon F + \Delta W - \chi \Delta T. \tag{10.18}$$

Ţinînd seama de relaţia (10.11), variaţia ΔW se poate scrie sub forma aproximativă

$$\Delta W = \frac{dW}{dT}\Delta T = \frac{d}{dt}(i^2 R_b)\,\Delta T = \frac{d}{dt}\left[\frac{V^2 R_b}{(R_s + R_b)^2}\right]\Delta T =$$

$$= \frac{V^2 R_b}{(R_s + R_b)^2}\,\frac{R_s - R_b}{R_s + R_b}\,\alpha \Delta T = \frac{R_s - R_b}{R_s + R_b} W \alpha \Delta T. \tag{10.19}$$

Înlocuind acest rezultat în relaţia (10.18) şi ţinînd seama de relaţia (10.11), obţinem

$$c\,\frac{d\Delta T}{dt} + \chi_e \Delta T = \varepsilon F, \tag{10.20}$$

unde

$$\chi_e = \chi - \frac{\Delta W}{\Delta T} = \chi\left[1 - (T_1 - T_0)\alpha\frac{R_s - R_b}{R_s + R_b}\right]. \tag{10.21}$$

Soluţia ecuaţiei (10.20), pentru un flux de energie, F, constant, este

$$\Delta T = \frac{\varepsilon F}{\chi_e}\left(1 - e^{-\chi_e t/c}\right). \tag{10.22}$$

Soluţia ecuaţiei (10.20), pentru o variaţie sinosoidală a fluxului de energie de forma $F = F_0 e^{i\omega t}$, este

$$\Delta T = \frac{(1 - e^{-\chi_e t/c}) F_0 e^{i\omega t}}{\chi_e + i\omega c}. \tag{10.23}$$

În condiţii de staţionaritate, exponenţiala $e^{-\chi_e t/c}$ este egală cu zero dacă mărimea χ_e este pozitivă. Aceasta înseamnă că variaţia de tensiune, δV_{s0}, este de forma

$$|\delta V_{s0}| = \frac{\alpha |\Delta T|}{(1 + R_s/R_b)} = \frac{\alpha \varepsilon F_0}{(\chi_e^2 + \omega^2 c^2)^{1/2}(1 + R_s/R_b)} \tag{10.24}$$

Analiza ecuaţiilor (10.23) şi (10.24) arată că elementul bolometrului va continua să se încălzească nelimitat, existînd pericolul să se ardă, dacă mărimea χ_e nu este pozitivă. Această condiţie se scrie (vezi relaţia (10.21))

$$(T_1 - T_0)\,\alpha\,\frac{R_s - R_b}{R_s + R_b} \ll 1. \qquad (10.25)$$

Obţinerea unor valori mari pentru ΔV_s implică $R_s \gg R_b$, deci inegalitatea (10.25) ia forma

$$\alpha(T_1 - T_0) \ll 1. \qquad (10.26)$$

Sensibilitatea fracţionară a bolometrului, exprimată în volţi/watt, pentru un circuit de forma celui prezentat în figura 10.1, este dată de expresiile

$$\frac{\Delta V_s}{F} = \frac{V_s \delta V_{s0}}{F} = \frac{\alpha \varepsilon V}{\chi_e (R_s + R_b)^2}, \qquad (10.27)$$

$$\frac{\Delta V_s}{F_0} = \frac{\alpha \varepsilon V}{(\chi_e^2 + \omega^2 c^2)^{1/2} (R_s + R_b)^2}, \qquad (10.28)$$

prima corespunzînd unui semnal optic constant, iar cea de-a doua corespunzînd unui semnal optic sinusoidal variabil.

Bolometrele termistor au ca element sensibil un strat subţire sau o foiţă de material semiconductor cu grosimea de aproximativ 10 μm. Semiconductorii au proprietatea că prezintă o mai mare dependenţă de temperatură a rezistivităţii. Asemenea termocuplurilor, bolometrele termistor se folosesc la temperatura camerei.

Radiaţia incidentă absorbită de elementul sensibil din material semiconductor duce la vibraţii ale reţelei cristaline în urma cărora iau naştere purtători liberi de sarcină care modifică rezistenţa bolometrului. Pentru creşterea fracţiunii de radiaţie absorbită elementul sensibil este acoperit cu un material absorbant neselectiv. Pentru creşterea detectivităţii, capacitatea termică trebuie menţinută cît mai mică posibil, deci elementul sensibil trebuie să aibă o masă mică, o căldură specifică mică sau şi o masă mică şi o căldură specifică mică.

Forma constructivă a bolometrului cu termistor este arătată în figura 10.2. Elementul sensibil, cu suprafaţa de aproximativ 1 mm², din oxizi de magneziu, nichel şi cobalt, este aplicat pe un radiator termic (de regulă, o bază metalică). În timpul cît radiaţia este incidentă pe elementul sensibil, acesta se încălzeşte, iar în timpul cît radiaţia este absentă, elementul sensibil se răceşte din cauza conductivităţii termice mari a bazei metalice. Viteza de răcire şi implicit constanta de timp a detectorului depind de viteza de transfer al căldurii de la foiţă la radiatorul termic. Un contact termic bun între cele două materiale determină o valoare mică a constantei de timp, însă sensibilitatea detectorului este mai mică decît în cazul unui contact termic mai slab, întrucît temperatura de echilibru este mai mică. În funcţie de necesităţi se pot construi detectori cu constanta de timp cuprinsă în domeniul 1—20 ms, variind impedanţa termică dintre foiţă şi radiator.

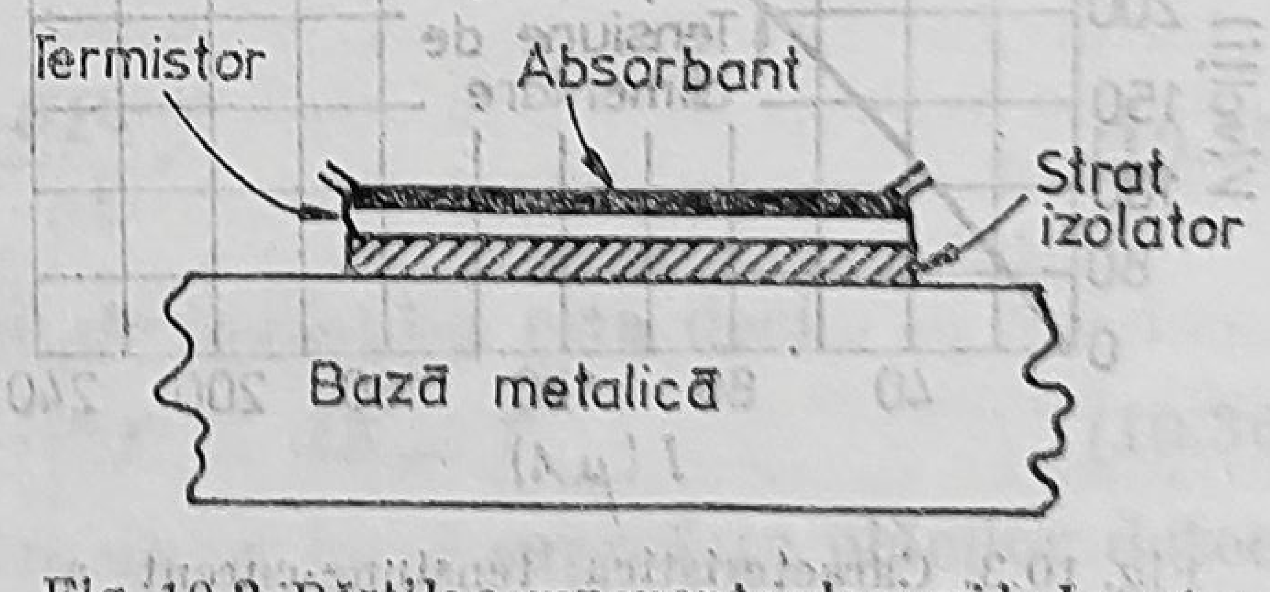


Fig. 10.2. Părţile componente ale unui bolometru cu termistor.

Dependenţa de temperatură a rezistenţei materialelor semiconductoare este de forma

$$R = R_0 e^{\beta/T}, \tag{10.29}$$

deci coeficientul termic al rezistivităţii este (vezi relaţia (10.17))

$$\alpha = \frac{-\beta}{T^2}, \tag{10.30}$$

ceea ce arată că relaţia (10.26) este tot timpul satisfăcută. Dacă însă $R_b > R_s$, din relaţia (10.25) rezultă că detectorul poate să se ardă. Pentru valori mici ale tensiunii de alimentare a detectorului curentul electric prin detector creşte liniar cu tensiunea (vezi figura 10.3). Pentru valori ridicate ale tensiunii în foiţă se disipă o cantitate tot mai mare de energie, ceea ce poate duce, cum am mai spus, la arderea detectorului. Din această cauză trebuie să se folosească o rezistenţă de sarcină în serie cu termistorul. Din punct de vedere practic tensiunea de lucru nu trebuie să depăşească valoarea nominală.

Detectivităţile variază între 10^8 şi $3 \cdot 10^8$ cm · $Hz^{1/2}$ · W^{-1}. Detectorii cu valori mici ale constantei de timp au detectivităţile cele mai mari. Sensibilităţile variază de la cîteva mii de volţi pe watt, în cazul celor mai mici detectori, la cîteva sute în cazul detectorilor mari. Raportul semnal/zgomot se îmbunătăţeşte mult montînd foiţa pe un strat izolator transparent care la rîndul său este montat pe o emisferă de Ge. Lentila de Ge concentrează radiaţia optică pe detectori cît de mici. Deoarece, pentru o putere a radiaţiei incidente constantă, raportul semnal/zgomot variază invers proporţional cu pătratul suprafeţei foiţei, procedeul descris conduce la o creştere substanţială a raportului semnal/zgomot, întrucît se concentrează aceeaşi putere radiantă pe o suprafaţă mult mai mică. De reţinut că detectorul se află introdus, în acest caz, într-o incintă vidată ai cărei pereţi sînt chiar emisfera cu proprietăţi de focalizare a radiaţiei. Şi în alte cazuri este preferabil ca detectorul să fie introdus într-o incintă vidată.

Bolometrele supraconductoare. Trecerea de la bolometrele care funcţionează la temperatura camerei la bolometrele care funcţionează la temperaturi foarte joase are ca scop creşterea foarte mare a sensibilităţii lor, impusă de necesităţile spectroscopiei de infraroşu. Primele bolometre de temperaturi joase au fost bolometrele supraconductoare. Ele au la bază variaţia puternică a rezistenţei cu temperatura în cazul materialelor superconductoare. Problema cea mai serioasă în cazul unor astfel de detectori este controlul stabilităţii temperaturii, întrucît variaţii foarte mici ale acesteia duc la apariţia unor zgomote mari. Temperatura nu trebuie să varieze mai mult de 10^{-4} K.

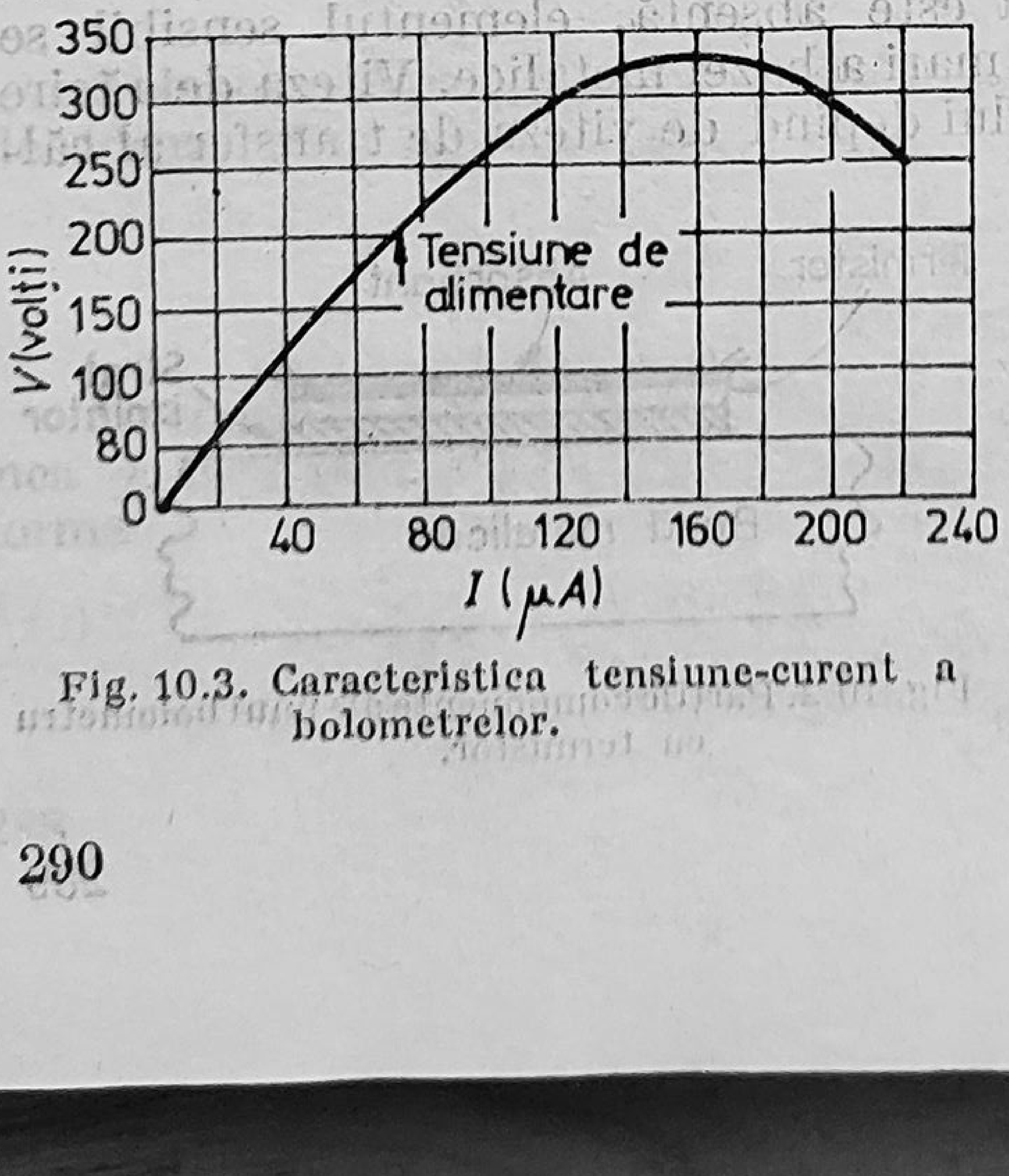


Fig. 10.3. Caracteristica tensiune-curent a bolometrelor.

Relativ recent s-au construit bolometre de temperaturi joase care folosesc semiconductori la temperatura heliului lichid. Unele din ele folosesc rezistori din carbon sub forma unor foiţe suprapuse pentru a reduce capacitatea termică. Altele folosesc Ge cu impurităţi din grupa a treia, ca de exemplu Ga. În ultimul caz detectoarele devin selective, de forma celor analizate în capitolul precedent.

Bolometrele metalice constau din straturi metalice subţiri obţinute prin

evaporarea în vid înaintat. Rezistența straturilor este de numai cîțiva ohmi. Sub acțiunea radiației incidente stratul metalic se încălzește, iar rezistența variază după legea

$$R = R_0[1 + \gamma(T - T_0)], \tag{10.31}$$

unde R_0 este rezistența la temperatura T_0. Deoarece constanta γ este de ordinul a 0,005°C^{-1}, variațiile de rezistență sînt mult mai mici decît în cazul semiconductorilor.

Introducînd valoarea (10.31) a rezistenței în relația (10.17) se obține

$$\alpha = \left(\frac{1}{\gamma} + T - T_0\right)^{-1}, \tag{10.32}$$

deci se satisface tot timpul condiția (3.26) pentru valori pozitive ale constantei γ.

Sensibilitatea bolometrelor metalice (de ordinul a 1 V/W) și nivelul zgomotului sînt mult mai mici decît în cazul bolometrelor cu semiconductor, însă detectivitatea este de același ordin de mărime (aproximativ $5 \cdot 10^7$ cm $\times$ $\times$ Hz$^{1/2}$ $\cdot$ W^{-1}). Constanta de timp variază între 2 și 4 ms. Folosirea mai limitată a bolometrelor metalice este impusă de valorile mici ale sensibilității.

10.2.3. Bolometrele piroelectrice

Sub temperatura Curie, materialele feromagnetice prezintă regiuni cu polarizări inverse. Dacă notăm cu f fracțiunea domeniilor orientate într-o direcție dată, densitatea sarcinii electrice de suprafață, σ_ρ, este dată de relația

$$\sigma_\rho = [f - (1 - f)]P_s = (2f - 1)P_s, \tag{10.33}$$

unde P_s este polarizarea spontană, o mărime fizică variabilă cu temperatura. Fenomenul este cunoscut sub denumirea de *piroelectricitate* și se folosește pentru detectarea variațiilor de temperatură. Datorită neutralizării sarcinii spontane, detectorii piroelectrici funcționează în situații de modulare a fluxurilor de radiație.

Deoarece generarea semnalului are loc mai degrabă la capetele unui condensator, decît la capetele unui rezistor, se poate lucra chiar și în domeniul frecvențelor înalte.

Variația polarizării cu temperatura este mare în apropierea punctului Curie, așa cum se poate vedea din figura 10.4 unde în apropierea punctului Curie (48°C pentru TGS) panta curbei este foarte mare. Dependența variației polarizării, ΔP (sau a densității de sarcină), de variația temperaturii, ΔT, este de forma

$$\Delta P = K_p \Delta T, \tag{10.34}$$

unde

$$K_p = \frac{\partial P_s}{\partial t}. \tag{10.35}$$

Sarcina electrică Q de pe suprafața detectorului este deci

$$Q = C \cdot \Delta V = S \cdot \Delta P = SK_p \Delta T, \tag{10.36}$$

unde C este capacitatea, ΔV variația de tensiune, iar S suprafața plăcilor detectorului (condensatorului).

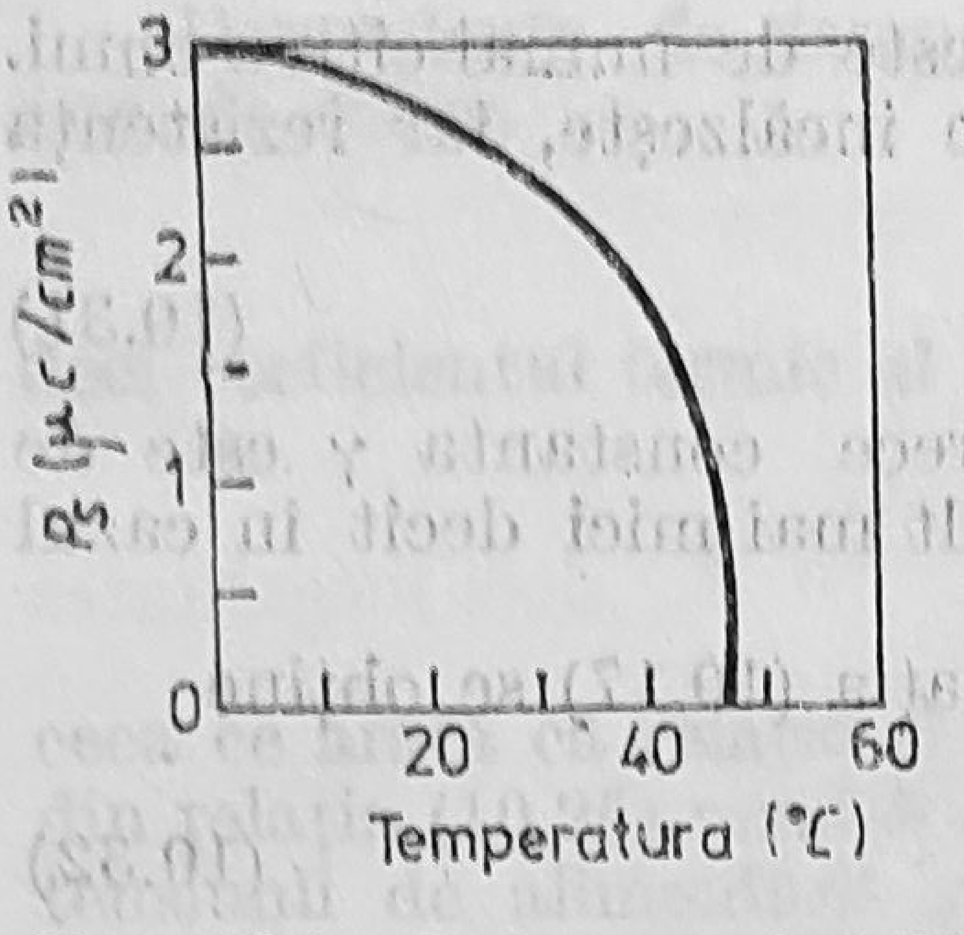


Fig. 10.4. Variaţia polarizării spontane, P_s, pentru TGS, în funcţie de temperatură în vecinătatea punctului Curie.

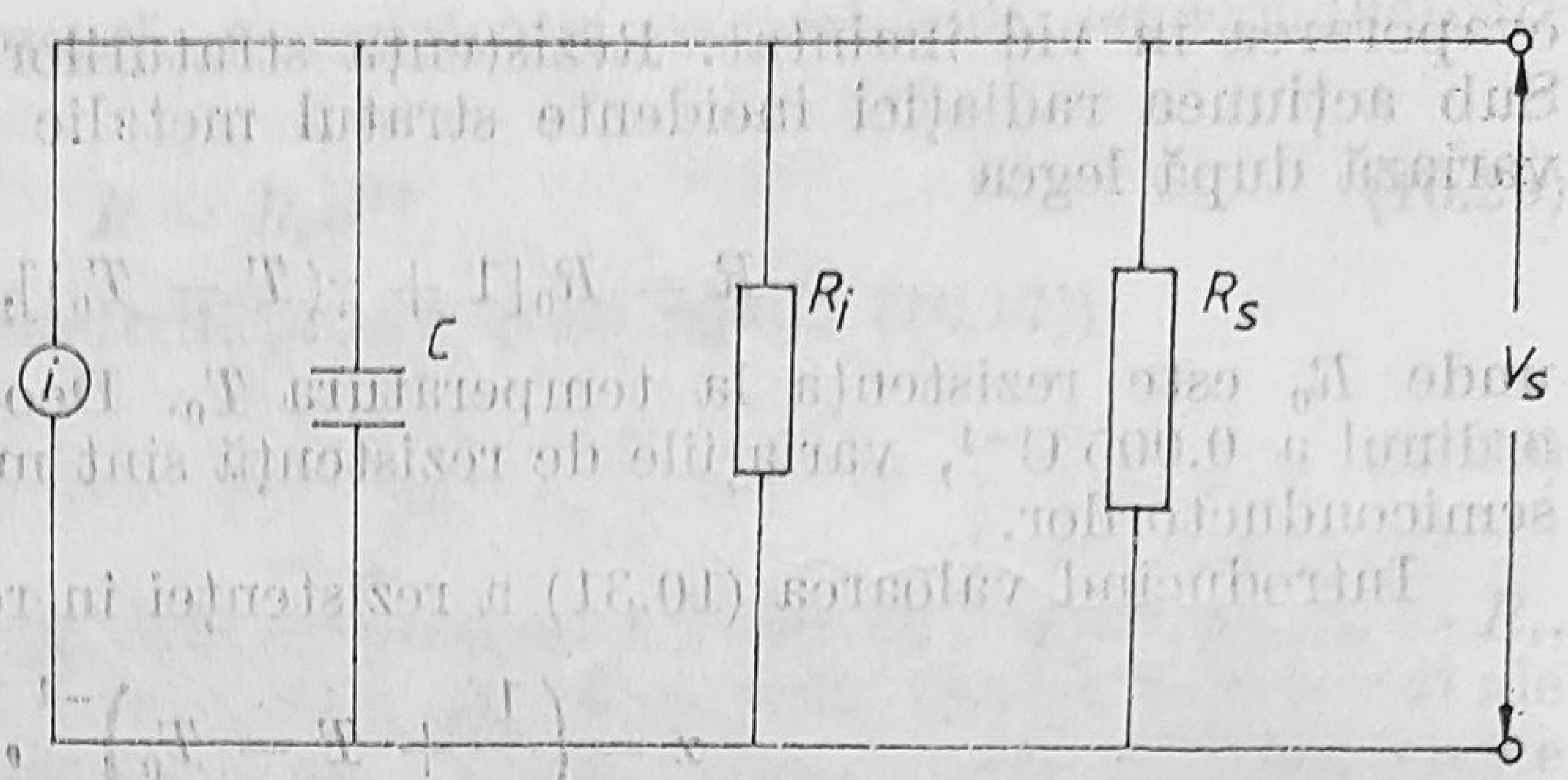


Fig. 10.5. Circuitul electric echivalent al unui detector piroelectric.

Schema circuitului electric al unui detector piroelectric este arătată în figura 10.5. Analizînd răspunsul electric al circuitului în prezenţa unui flux de radiaţie modulat sub forma $F = F_0 e^{i\omega t}$, se obţine următoarea expresie pentru sensibilitatea V_s/F :

$$\frac{V_s}{F} = \frac{SK_p \varepsilon}{\omega c G} [1 + (\omega \zeta_e)^2]^{-1/2}, \tag{10.37}$$

unde $G = \dfrac{1}{R_i} + \dfrac{1}{R_s}$ şi $\tau_e = C/G$.

Materialele folosite pentru construcţia detectorilor piroelectrici trebuie deci să aibă valori mari ale coeficientului piroelectric K_p.

10.2.4. Detectorii pneumatici (Celula Golay)

Mărimea fizică măsurabilă, care variază cu temperatura, este în acest caz presiunea unui gaz. Acest lucru implică o incintă, cu pereţi dintr-un material care să permită trecerea radiaţiei de detectat, gazul absorbant din interiorul incintei încălzindu-se prin absorbţia radiaţiei optice, ceea ce conduce la variaţia presiunii sale. Există diferite moduri de aborbţie a radiaţiei optice şi de evidenţiere a variaţiei presiunii gazului.

În anumiţi detectori pneumatici peretele pe care este incidentă radiaţia optică este o membrană subţire, absorbantă, iar peretele opus este o membrană flexibilă. Datorită absorbţiei radiaţiei membrana absorbantă se încălzeşte, temperatura gazului creşte, presiunea gazului creşte şi membrana flexibilă se deformează. Deformarea membranei flexibile poate fi măsurată folosind tehnici adecvate şi etalonînd detectorul în funcţie de fluxul de radiaţie optică incidentă.

Modul de construcţie al celulei Golay rezultă din figura 10.6. Radiaţia este incidentă pe o fereastră de clorură de sodiu şi este absorbită de un strat absorbant. La partea opusă se află o fereastră de sticlă şi o oglindă flexibilă. Pe oglinda flexibilă se focalizează radiaţia dată de un bec de wolfram, iar radiaţia reflectată de oglindă cade pe o celulă fotoemisivă. Radiaţia care ajunge la detector trece printr-o reţea de fire (partea de sus a reţelei), iar radiaţia care se întoarce

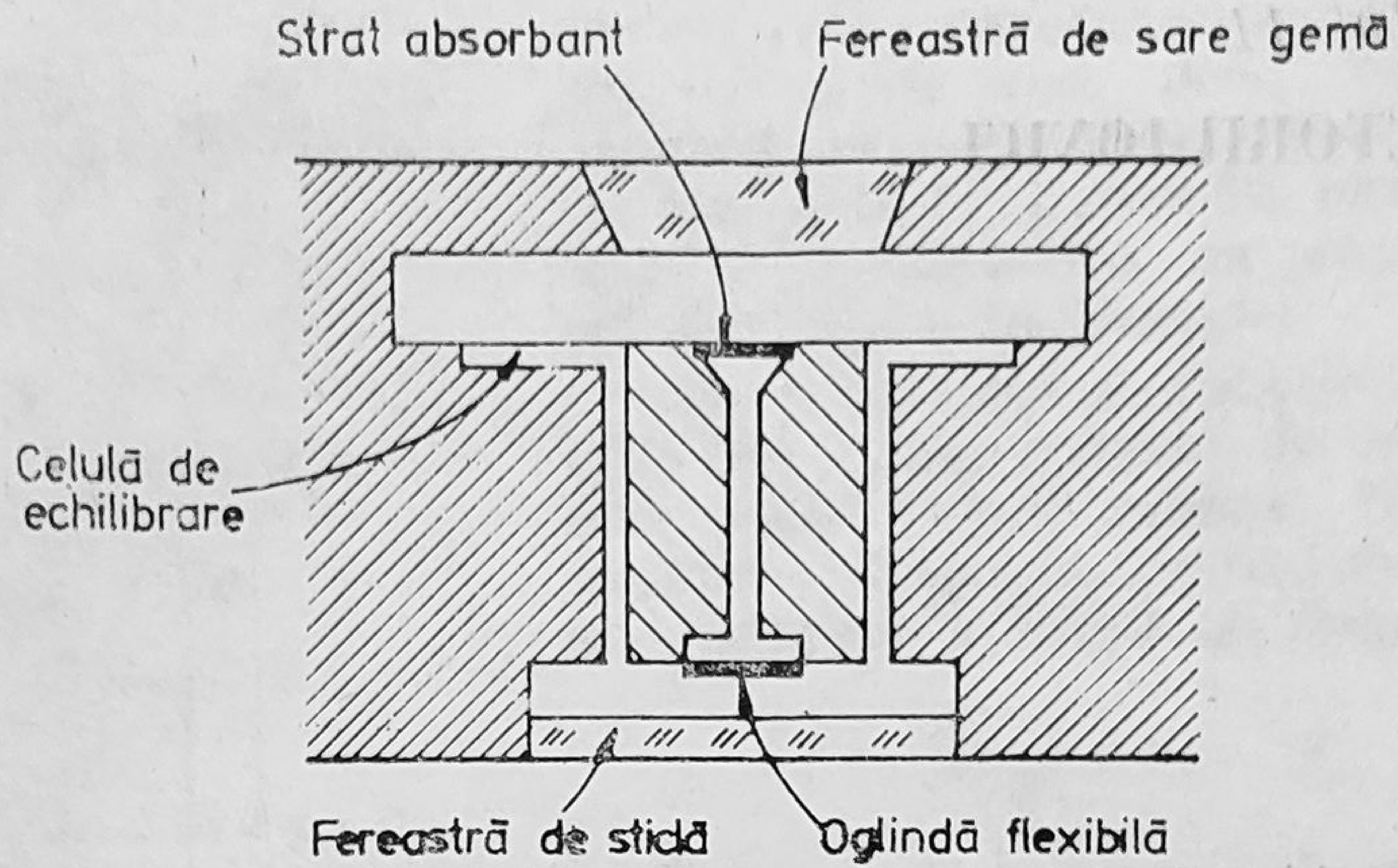


Fig. 10.6. Reprezentarea schematică, în secțiune, a unei celule Golay.

la fotocelulă trece prin partea de jos a rețelei. Prin deplasarea oglinzii, o parte din radiația reflectată de oglindă nu mai trece prin partea de jos a rețelei și nu mai ajunge la fotocelulă, ceea ce duce la modificarea semnalului furnizat de aceasta. Constanta de timp a detectorului este de ordinul a 10^{-2} s, iar valoarea detectivității este echivalentă cu cea a altor detectori termici cu aceeași suprafață.

Celula Golay se apropie de performanțele unui detector ideal. Unele abateri se datorează reflexiilor pe fereastră, absorbției incomplete a radiației incidente și pierderilor termice prin suprafața incintei. Fiind fragilă, celula Golay are un domeniu de aplicabilitate mai limitat.

Tehnicile experimentale de laborator folosesc și alte metode de detectare a radiației optice, cu caracter mai limitat. În partea finală a capitolului 10 am prezentat mai multe tipuri de detectori de infraroșu care funcționează la temperaturi apropiate de temperatura heliului lichid. Desigur că scopul urmărit și performanțele detectorilor sînt factorii care impun în ultimă instanță ce fel de detector să folosim.

Capitolul 11

DETECTORII IONICI

Spre deosebire de detectorii prezentaţi pînă acum, în care elementul sensibil era substanţa aflată în faza solidă, detectorii ionici au la bază interacţiunea dintre radiaţie şi substanţa aflată în faza gazoasă, al cărui rezultat este apariţia ionilor mobili. Pentru a obţine ioni prin fotoionizare, trebuie ca energia $h\nu$ a radiaţiei să fie mai mare decît energia E_i de ionizare a gazului folosit.

Energia de ionizare a atomilor care pot fi folosiţi pentru detectarea radiaţiei, cu ajutorul unui detector ionic, variază între 3,893 eV (cazul atomului de cesiu) şi 24,580 eV (cazul atomului de heliu), care determină limitele domeniului de radiaţie între $\lambda_{max} \cong 318$ nm şi $\lambda_{min} \cong 50$ nm. Observăm că detectorii ionici de radiaţie optică trebuie să folosească substanţe cu potenţiale de ionizare mici şi acestea sînt numai metalele alcaline. Detectorii cu cesiu se pare că sînt cei mai convenabili din punctul de vedere al domeniului lungimilor de undă.

11.1. INTERACŢIUNEA RADIAŢIEI ULTRAVIOLETE CU SUBSTANŢA

Domeniul spectral al radiaţiei care poate fi detectată cu ajutorul detectorilor ionici este deci domeniul ultravioletului. Interacţiunea acestei radiaţii cu substanţa se face prin fotoexcitare, fotoionizare, absorbţie în linie etc., procese al căror studiu ne va ajuta să înţelegem mecanismul fizic de funcţionare a detectorilor ionici.

11.1.1. Fotoexcitarea şi fotoionizarea

În structura intimă a oricărui atom fiecare dintre electronii acestuia se află pe un nivel energetic bine determinat şi propriu pe care nu-l părăseşte decît sub acţiunea unei perturbaţii externe. Se zice că atomul se află în starea fundamentală sau în starea normală. În majoritatea proceselor optico-spectrale important este electronul (electronii) de valenţă care, împreună cu restul atomului, pe care îl vom numi ion, determină o cuantificare bine definită a energiei electron de valenţă-ion. Mecanica cuantică arată că dacă electronul de valenţă şi ionul sînt consideraţi ca un singur sistem cuantic, pe care îl vom numi atom, structura nivelurilor energetice este de forma arătată în figura 11.1. Se observă că dacă energia sistemului cuantic (sau atomului) este mai mică

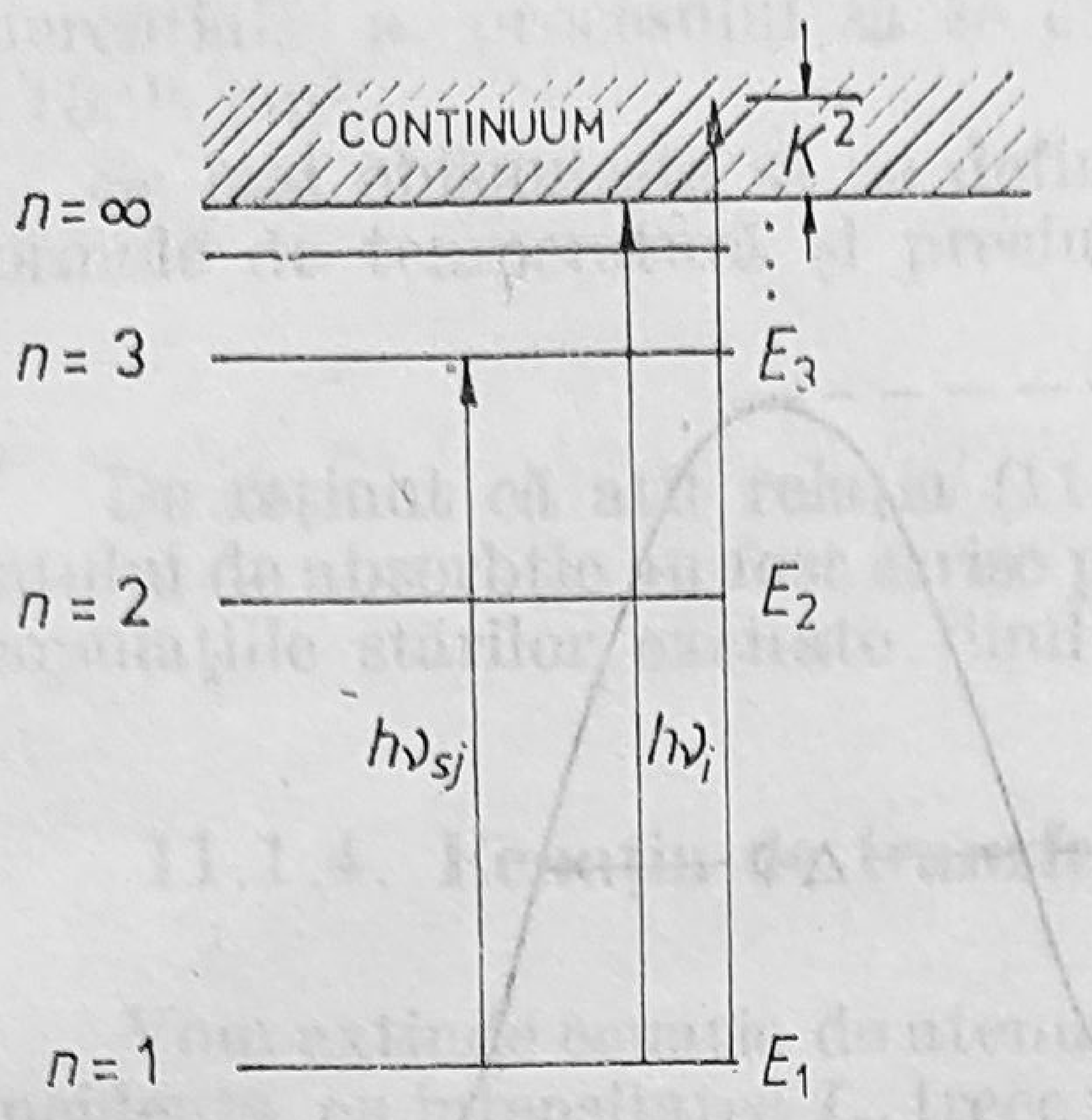


Fig. 11.1. Schema nivelelor de energie ale unui atom.

decît E_∞ (de regulă se consideră $E_\infty = 0$), atomul nu poate avea decît valori discrete (discontinue și bine determinate) ale energiei, iar dacă energia sistemului cuantic este mai mare decît E_∞, acesta nu poate avea decît valori continue ale energiei.

La interacțiunea radiației cu un atom aflat într-o stare cuantică de energie E_j, atomul poate absorbi radiația fie discret, fie continuu. Absorbția discretă de radiație este caracterizată de relația lui Bohr

$$h\nu_{sj} = E_s - E_j, \tag{11.1}$$

unde h este constanta lui Planck, iar ν_{sj} frecvența radiației absorbite. Procesul se numește *fotoexcitare*. Liniile de absorbție care corespund tranzițiilor cu aceeași stare inițială și cu stările finale discrete convenabil alese formează o *serie spectrală*. Considerînd că E_j este energia atomului în starea normală, condiția $E_s = E_\infty$ și relația (11.1) ne permit să scriem energia de ionizare atomului, sub forma

$$h\nu_i = E_\infty - E_j = E_i, \tag{11.2}$$

unde ν_i este frecvența de ionizare, dar $\lambda_i = \frac{c}{\nu_i}$ este lungimea de undă a radiației la care apare fotoionizarea (lungimea de undă de prag), c fiind viteza luminii. În relația (11.2) mărimea E_i reprezintă energia de ionizare a atomului în starea normală. Cînd atomul se află într-o stare excitată, energia de ionizare scade.

Dacă energia $h\nu$ a radiației este mai mare decît energia de ionizare E_i, relația (11.2) se scrie

$$h\nu = E_i + E_c \tag{11.3}$$

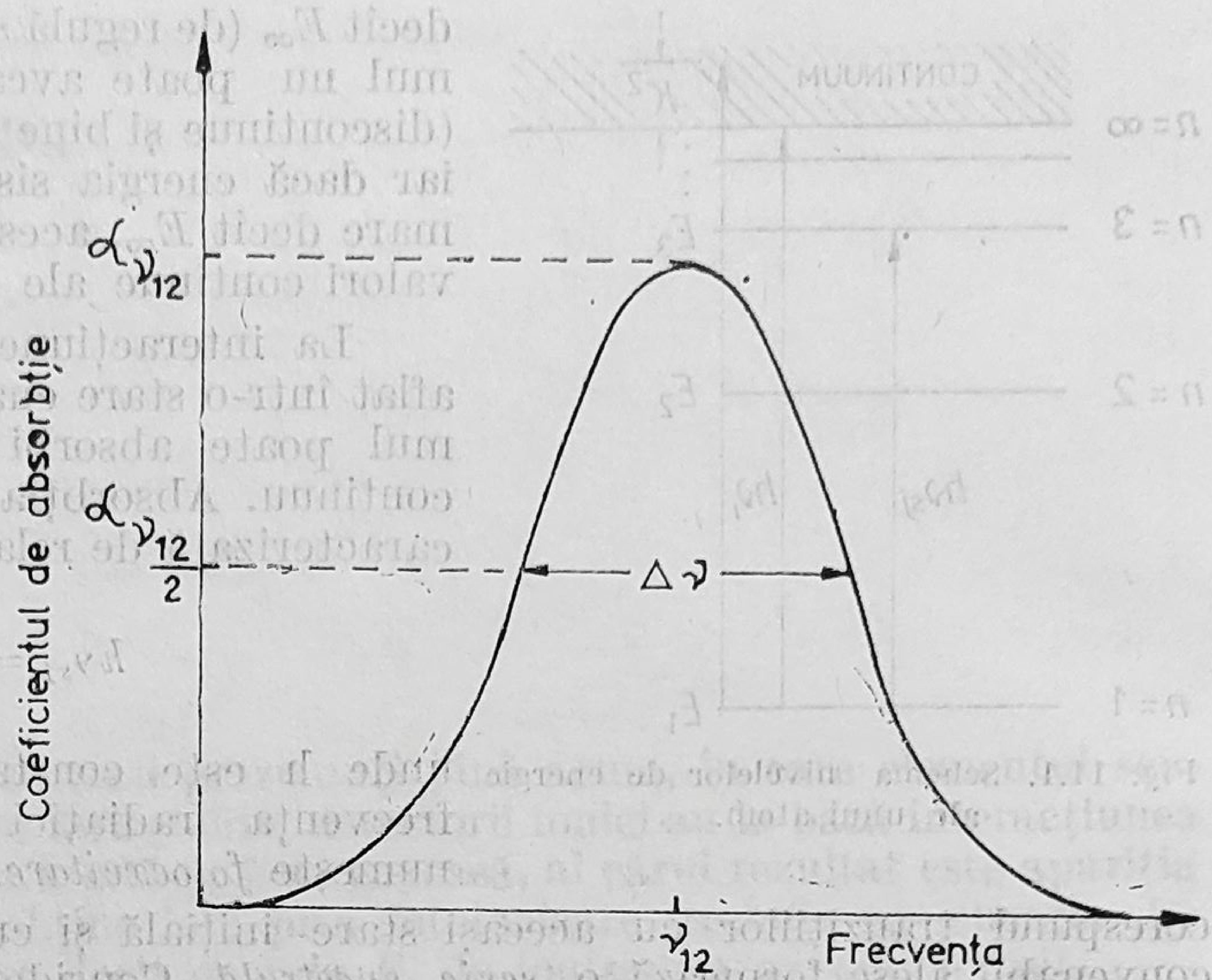
unde E_c reprezintă suma energiilor cinetice ale electronului și ionului pozitiv. Ionul este de cîteva mii de ori mai greu decît electronul, deci pentru a se conserva impulsul, aproape toată energia cinetică este preluată de electron, în cele mai multe discuții energia cinetică a ionului pozitiv neglijîndu-se.

11.1.2. Linia de absorbție

Dacă radiația unei surse, care emite un spectru continuu, trece printr-o celulă de absorbție care conține gaz sau vapori de joasă presiune, profilul atenuării poate fi reprezentat ca în figura 11.2, unde intensitatea radiației transmise, I_ν (definită ca energia transmisă într-o secundă în unitatea de unghi solid prin unitatea de suprafață, perpendiculară pe fascicul, pe unitatea de interval de frecvență) depinde de spectrul de frecvențe centrat pe frecvența ν_{12}. Coeficientul de absorbție al gazului este definit de relația

$$I_\nu = I_\nu^0 \exp\{-\alpha(T)x\}, \tag{11.4}$$

Fig. 11.2. Profilul de atenuare al unei linii de absorbție.



unde x este grosimea stratului de gaz absorbant. Dacă x se măsoară în centrimetri, coeficientul de absorbție $\alpha(T)$ se măsoară în cm^{-1}. Folosind relația (11.4) și figura 11.1 se poate obține variația coeficientului de absorbție $\alpha(T)$ cu frecvența, sub forma arătată în figura 11.3. Lățimea totală a profilului coeficientului de absorbție în locul unde a scăzut la jumătate din valoarea maximă, $\alpha_{\nu_{12}}(T)$, se numește *semilărgimea liniei de absorbție* și se notează cu $\Delta\nu$.

11.1.3. Secțiunea eficace de absorbție

Coeficientul de absorbție, definit de relația (11.4), depinde de temperatura și de presiunea gazului absorbant. Uneori este mai convenabil să definim coeficientul de absorbție în raport cu absorbția individuală pe atom, folosind relația

$$I_\nu = I_\nu^0 \exp\left\{-\sigma_\nu N \frac{p}{760}\frac{273}{T}x\right\}, \tag{11.5}$$

unde N este numărul lui Loschmidt ($= 2{,}69 \cdot 10^{19}$ atomi/cm^3), p presiunea gazului exprimată în torri, T temperatura gazului exprimată în kelvini, iar σ_ν secțiunea eficace diferențială de absorbție exprimată în cm^2. În cazul fotoionizării este mai convenabil ca secțiunea eficace

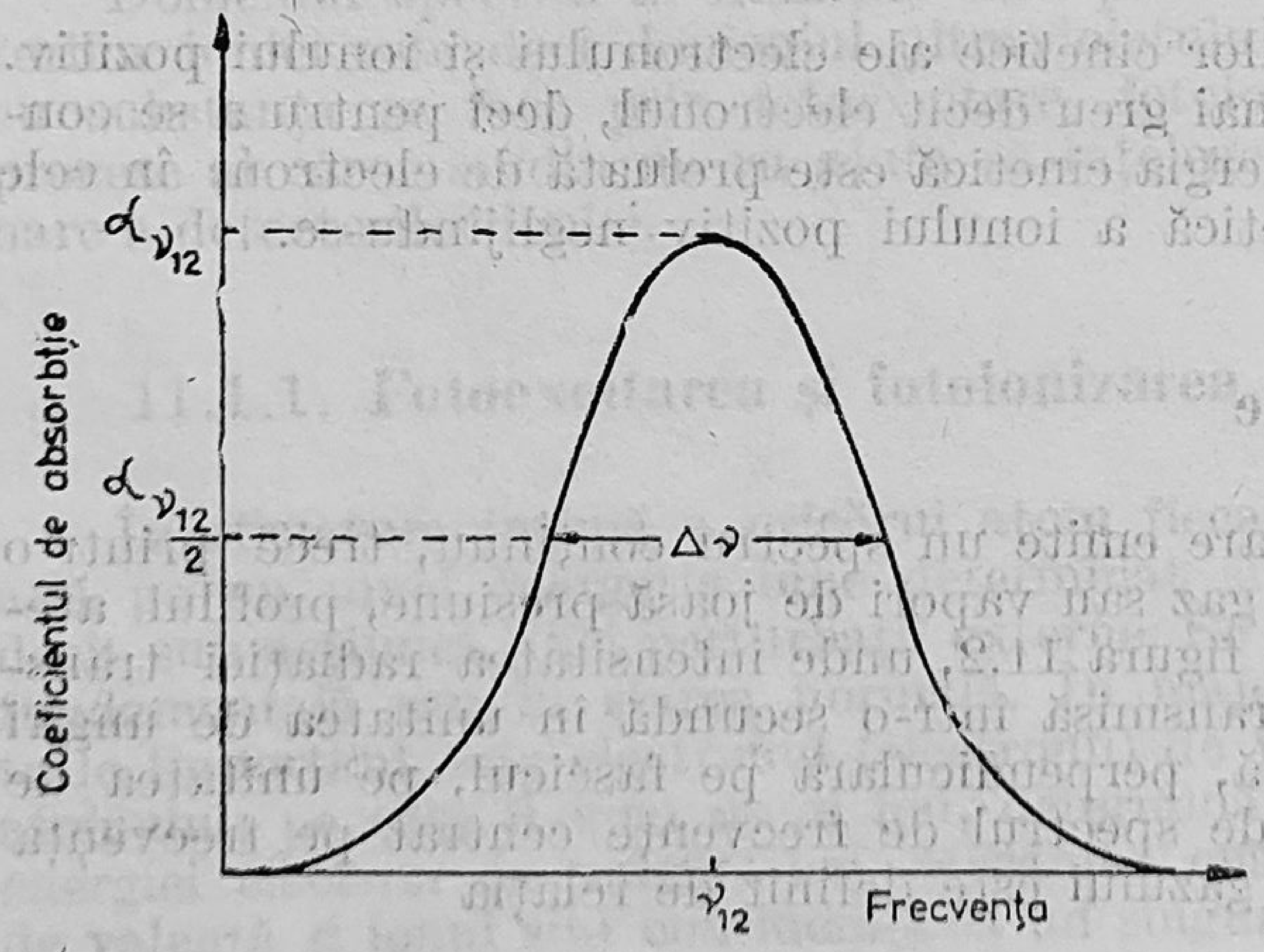


Fig. 11.3. Profilul coeficientului de absorbție corespunzător unei linii de absorbție.

diferențială a procesului să se exprime în megabarni, Mb, unde 1 Mb = $= 10^{-18}$ cm^2.

Se mai obișnuiește să se definească *coeficientul de absorbție* α_ν, în condiții normale de temperatură și presiune, folosind relația

$$\alpha_\nu = N\sigma_\nu. \tag{11.6}$$

De reținut că atît relația (11.5) cît și relația (11.6) de definire a coeficientului de absorbție au fost scrise pentru atomii gazului aflați în starea normală, populațiile stărilor excitate fiind neglijate.

11.1.4. Ecuația de transfer

Vom extinde ecuația de atenuare (11.5) în cazul mai general în care radiația incidentă, cu intensitatea I_ν, trece printr-un gaz de joasă presiune care nu numai că absoarbe, dar poate să și emită radiație. Fie un fascicul paralel de radiație cu intensitatea I_ν, între ν și $\nu + d\nu$, care se deplasează în direcția pozitivă a axei x, printr-un strat de atomi cu densitatea n_1 pentru atomii aflați în starea normală și cu densitatea n_2 pentru atomii aflați în starea excitată. Dacă grosimea stratului este dx, atunci variația de energie va fi

$$d\nu \cdot dI_\nu = \frac{A_{21}}{4\pi} h\nu_{21} n_2 dx + \frac{I_\nu}{c} h\nu_{12} dx (B_{21}n_2 - B_{12}n_1), \tag{11.7}$$

unde A_{21} este coeficientul lui Einstein pentru emisia spontană, iar B_{21} coeficientul lui Einstein pentru emisia forțată :

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21} \tag{11.8a}$$

și

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}, \tag{11.8b}$$

g_1 și g_2 fiind ponderile statistice ale stărilor 1 și, respectiv, 2. Dacă populația stării excitate are o distribuție de tip Boltzmann, corespunzătoare temperaturii T, ecuația (11.7) devine

$$\frac{dI_\nu}{dx} d\nu = \frac{A_{21}}{4\pi} n_2 h\nu_{12} - \frac{B_{12}n_1}{c} I_\nu h\nu_{12} \left\{1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{12}}{kT}\right)\right\} \tag{11.9}$$

sau

$$\frac{dI_\nu}{dx} d\nu = A - BI_\nu. \tag{11.10}$$

Cu A am notat termenul care caracterizează emisia spontană, iar B termenul care caracterizează absorbția efectivă. Neglijînd pentru moment emisia spontană ($A = 0$), ecuația (11.10) devine echivalentă cu ecuația diferențială (11.5), scrisă sub forma

$$dI_\nu d\nu = -\left(\int \alpha'_\nu(T) d\nu\right) I_\nu dx, \tag{11.11}$$

unde

$$\alpha'(T) = \int \alpha'(T)\mathrm{d}\nu = \frac{B_{12}n_1}{c} h\nu_{12} \left\{1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{12}}{kT}\right)\right\} \tag{11.12}$$

este coeficientul de absorbţie integrat. Cînd $\{\exp(h\nu_{12}/kT)\} \gg 1$, el se reduce la

$$\alpha_{12} = \frac{B_{12}n_1 h\nu_{12}}{c}. \tag{11.13}$$

Soluţia generală a ecuaţiei de transfer (11.10), în cazul unei coloane de gaz de lungime L cm, este

$$I_\nu = \frac{A}{\alpha'(T)}\{1 - \exp[-\alpha'(T)L]\} + C\exp[-\alpha'(T)L], \tag{11.14}$$

unde C este o constantă. Presupunînd că la $L = 0$, avem $I_\nu = 0$, ceea ce inseamnă $C = 0$, coloana de gaz este autoluminoasă. Intensitatea radiaţiei emisă de coloană este

$$I_\nu = \frac{A}{\alpha'(T)}\{1 - \exp[-\alpha'(T)L]\}. \tag{11.15}$$

Forma ecuaţiei (11.15) depinde de valoarea coeficientului de absorbţie efectiv, integrat $\alpha'(T)$. Putem distinge două cazuri limită şi anume : (1) $\alpha'(T)L \ll 1$ şi (2) $\alpha'(T)L \gg 1$. În cazul (1) se obţine

$$I_\nu = AL, \tag{11.16}$$

deci radiaţia emisă este proporţională cu grosimea coloanei de gaz, iar efectul absorbţiei este neglijabil. În asemenea condiţii coloana autoluminoasă de gaz este *optic subţire* şi putem defini coeficientul de emisie ΔI la fel cum am definit coeficientul de absorbţie, adică

$$\Delta I = \frac{1}{4\pi} n_2 A_{21} h\nu_{21}. \tag{11.17}$$

Din punct de vedere practic, verificarea transparenţei coloanei de gaz se face reflectînd radiaţia la unul din capetele coloanei. Dacă radiaţia se dublează, coloana este optic subţire. În caz contrar au loc absorbţii în volumul de gaz, coloana autoluminoasă fiind *optic groasă*.

În cazul (2) ecuaţia (4.15) se reduce la

$$I_\nu = \frac{A}{\alpha'(T)} = \frac{c}{4\pi}\rho(\nu) = \frac{2h\nu_{12}^3}{c^2}\left\{\exp\left[\frac{h\nu_{12}}{kT}\right] - 1\right\}^{-1}, \tag{11.18}$$

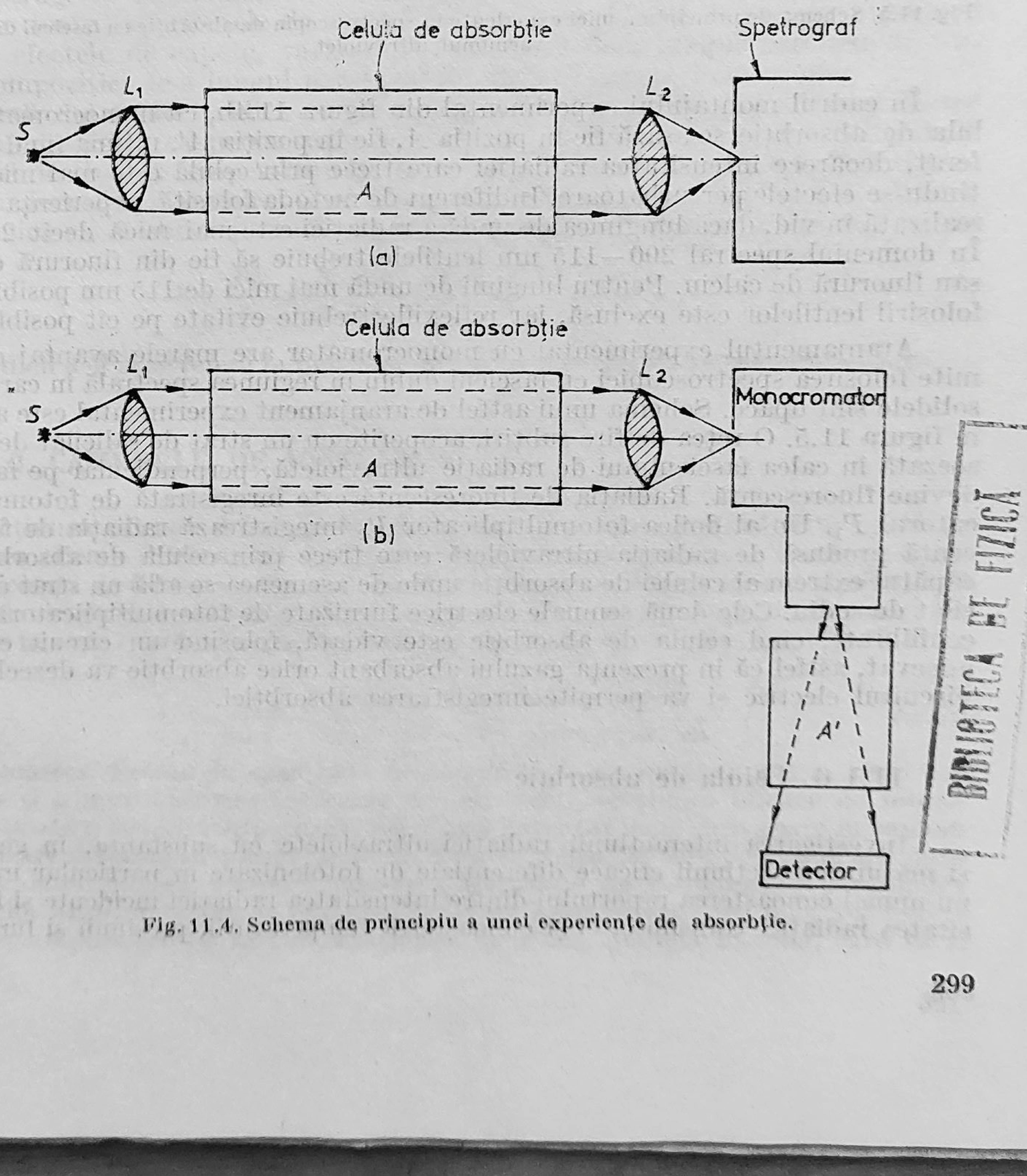
iar intensitatea radiaţiei emise este acum intensitatea radiaţiei corpului negru la frecvenţa de absorbţie şi este independentă de grosimea stratului.

Cazurile intermediare se caracterizează prin prezenţa autoabsorbţiei, deci termenii din ecuaţia de transfer trebuie consideraţi corect pentru fiecare caz individual.

11.1.5. Spectrometria de absorbţie

Absorbţia datorată fotoionizării se măsoară în mod obişnuit în cadrul spectrometriei cu un singur fascicul. Schema de principiu a unui astfel de aranjament experimental este arătată în figura 11.4. În cadrul montajului experimental din figura 11.4 a, radiaţia provenită de la sursa S este colimată cu ajutorul lentilei L_1, trecută prin celula de absorbţie A şi apoi focalizată cu ajutorul lentilei L_2 pe fanta de intrare a spectrografului. Spectrele radiaţiei se obţin în două situaţii şi anume, cînd în celulă nu se găseşte gaz (celula este vidată) şi cînd în celulă se găseşte gazul absorbant (sau vapori) la o presiune şi o temperatură cunoscute. Folosind metodele standard ale fotometriei fotografice se determină raportul I_0/I şi se calculează secţiunea eficace diferenţială de absorbţie, folosind relaţia

$$\sigma_\nu = \frac{T}{273}\,\frac{760}{pL}\,\frac{1}{N}\log\frac{I_0}{I}. \tag{11.19}$$



BIBLIOTECA DE FIZICĂ

Fig. 11.4. Schema de principiu a unei experienţe de absorbţie.

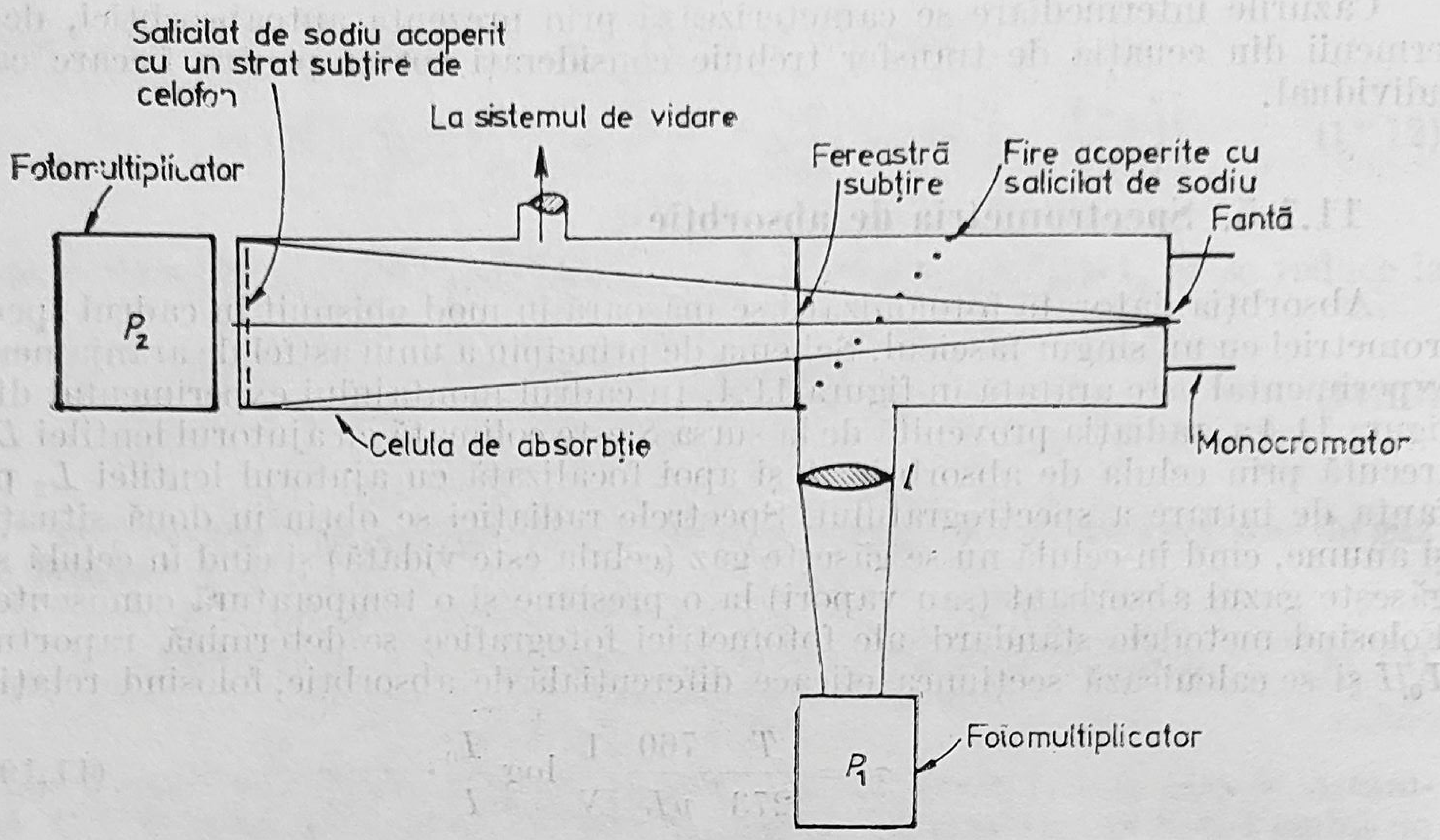


Fig. 11.5. Schema de principiu a unei experiențe în spectroscopia de absorbție cu fascicul dublu, în vacuumul ultraviolet.

În cadrul montajului experimental din figura 11.4b, cu monocromator, celula de absorbție se așază fie în poziția A, fie în poziția A', ultima fiind de preferat, deoarece intensitatea radiației care trece prin celulă este mai mică, evitîndu-se efectele perturbatoare. Indiferent de metoda folosită, experiența trebuie realizată în vid, dacă lungimea de undă a radiației este mai mică decît 200 nm. În domeniul spectral 200—115 nm lentilele trebuie să fie din fluorură de litiu sau fluorură de calciu. Pentru lungimi de undă mai mici de 115 nm posibilitatea folosirii lentilelor este exclusă, iar reflexiile trebuie evitate pe cît posibil.

Aranjamentul experimental cu monocromator are marele avantaj că permite folosirea spectroscopiei cu fascicul dublu în regiunea spectrală în care toate solidele sînt opace. Schema unui astfel de aranjament experimental este arătată în figura 11.5. O rețea de fire subțiri, acoperite cu un strat de salicilat de sodiu, așezată în calea fasciculului de radiație ultravioletă, perpendicular pe fascicul, devine fluorescentă. Radiația de fluorescență este înregistrată de fotomultiplicatorul P_1. Un al doilea fotomultiplicator P_2 înregistrează radiația de fluorescență produsă de radiația ultravioletă care trece prin celula de absorbție, la capătul extrem al celulei de absorbție unde de asemenea se află un strat de salicilat de sodiu. Cele două semnale electrice furnizate de fotomultiplicatori pot fi echilibrate, cînd celula de absorbție este vidată, folosind un circuit electric adecvat, astfel că în prezența gazului absorbant orice absorbție va dezechilibra circuitul electric și va permite înregistrarea absorbției.

11.1.6. Celula de absorbție

Investigarea interacțiunii radiației ultraviolete cu substanța, în general, și măsurarea secțiunii eficace diferențiale de fotoionizare în particular implică nu numai cunoașterea raportului dintre intensitatea radiației incidente și intensitatea radiației transmise, ci și cunoașterea temperaturii, presiunii și lungimii

de absorbţie ale gazului absorbant sau vaporilor. În cazul gazelor naturale în condiţii normale de presiune şi temperatură, celulele de absorbţie sînt delimitate la capete prin cîte o fereastră prin care poate trece radiaţia. Dacă nu sînt gradienţi de temperatură, valorile lui T, p şi L pot fi obţinute relativ uşor. Cum am arătat mai înainte, energia de ionizare a multor atomi este relativ mare, deci lungimea de undă de prag este mică, folosirea ferestrelor fiind prohibită. În unele situaţii pot fi folosite ferestre din colodium care pot rezista unor diferenţe de presiune de cîţiva torri. În altele, gazul absorbant umple întregul sistem optic, de la sursă la detector, ceea ce impune cunoaşterea presiunii şi temperaturii de-a lungul întregului parcurs al radiaţiei şi asigurarea purităţii gazului.

Studiul vaporilor metalelor alcaline este uşurat, dacă se are în vedere că lungimea de undă de prag este de cîteva sute de nanometri. Inconvenientul apare cînd metalul alcalin este adus în stare de vapori, întrucît metalele alcaline atacă puternic sticla, ceea ce limitează domeniul presiunilor de lucru şi necesită parcursuri mari. Însă folosirea unor parcursuri mari determină apariţia unor gradienţi de temperatură şi implicit de presiune, densitatea atomilor nefiind uniformă de-a lungul întregului parcurs. Experienţele cu vapori ai metalelor alcaline trebuie să fie un compromis între efectele destructive legate de temperaturile mari şi efectele de neomogenitate legate de parcursurile mari. Pentru a evita distrugerea ferestrelor se folosesc gaze inerte tampon în apropierea ferestrelor. În toate experienţele de acest fel trebuie să se aibă în vedere următorii factori: efectele de capete, variaţia temperaturii de-a lungul parcursului, variaţia compoziţiei de-a lungul parcursului, curenţii datoraţi convecţiei.

Primii doi factori ridică probleme de ordin tehnologic, iar ultimul factor poate fi considerat ca perturbaţie de ordinul doi. Cel de-al treilea factor însă apare ori de cîte ori temperatura de lucru este relativ mare, ca rezultat al prezenţei moleculelor biatomice. Cînd într-o celulă de absorbţie are loc atît absorbţia atomică cît şi absorbţia moleculară, relaţia (11.19) trebuie scrisă sub forma

$$\log \frac{I_0}{I} = \frac{N}{T} \frac{273}{760} (\sigma_a L_a p_a + \sigma_m L_m p_m), \tag{11.20}$$

unde indicii a şi m se referă la mărimile atomice şi respectiv la cele moleculare.

11.2. CAMERELE DE IONIZARE

Secţiunea eficace diferenţială totală de absorbţie continuă este egală cu secţiunea eficace diferenţială de fotoionizare în cazul sistemelor atomice, deoarece *eficienţa de ionizare* este unu. În general însă secţiunea eficace diferenţială de fotoionizare este mai mică decît secţiunea eficace diferenţială de absorbţie, situaţie în care *eficienţa de fotoionizare*, η, mai mică decît unitatea, este dată de relaţia

$$\eta = \frac{\sigma_i}{\sigma_{\text{total}}} = \frac{\text{Numărul ionilor formaţi/secundă}}{\text{Numărul fotonilor absorbiţi/secundă}}. \tag{11.21}$$

Deoarece fiecare interacţiune fotoionizantă determină apariţia unui ion pozitiv şi a unui electron (perechea ion-electron), secţiunea eficace de fotoionizare poate fi determinată direct, măsurînd curentul ionic care apare în camera de ionizare şi fluxul de fotoni incident. Metoda a fost folosită pentru prima dată pentru determinarea secţiunii eficace diferenţiale de fotoionizare a atomilor metalelor alcaline. Întrucît curentul ionic de fotoionizare este mic, s-a folosit metoda amplificării de sarcină spaţială a acestuia. Această metodă, care va fi

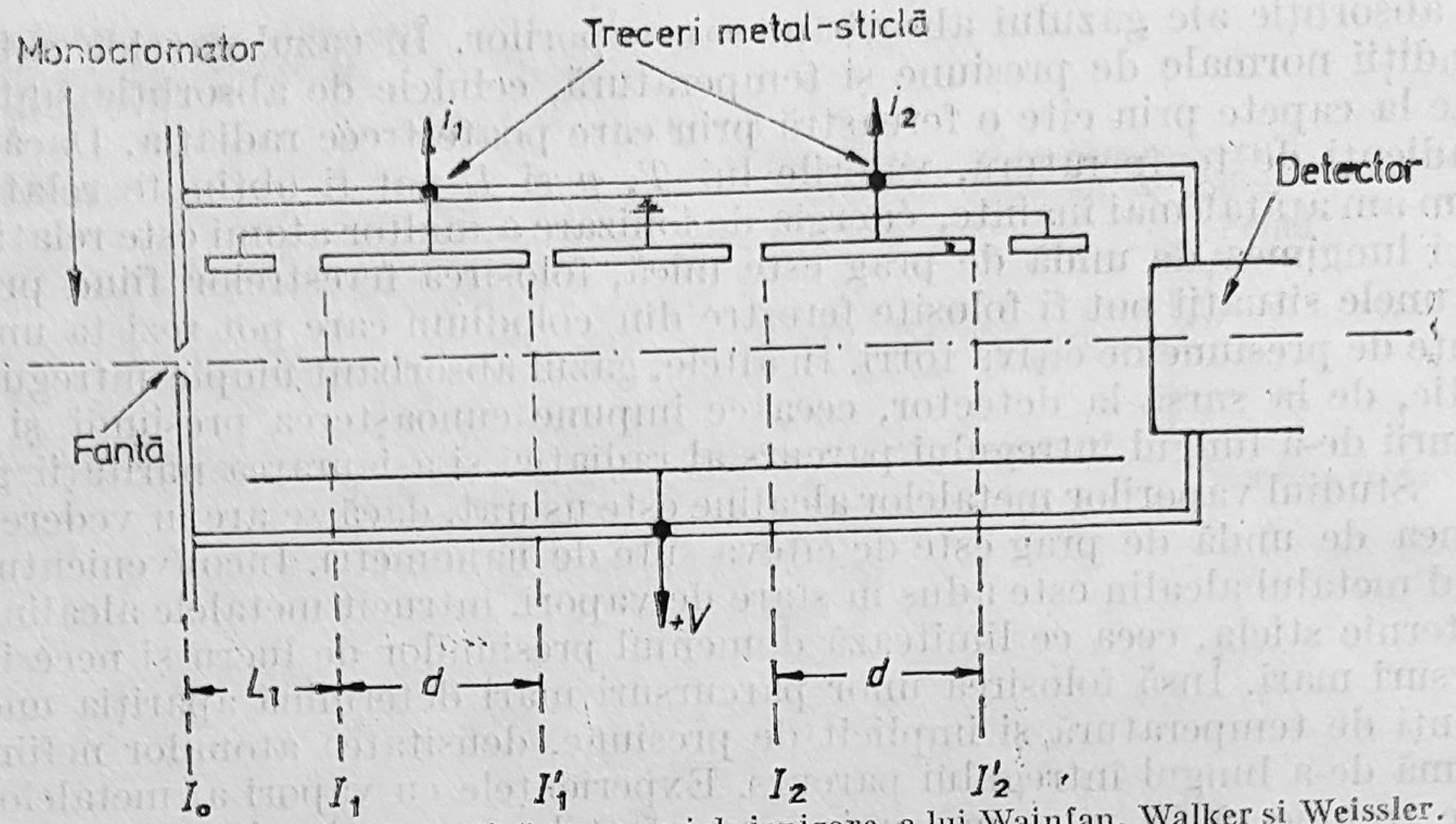


Fig. 11.6. Reprezentarea schematică a camerei de ionizare, a lui Wainfan, Walker și Weissler.

prezentată pe larg în paragraful 11.3, implică numai valori relative ale fluxului de radiație incident și transmis, deci rezultatele obținute sînt mai sigure decît în cazul camerelor de ionizare. Camerele de ionizare au însă avantajul că evidențiază numai absorbția datorată fotoionizării, celelalte procese de absorbție care pot apărea nejucînd nici un rol.

Metoda camerei de ionizare a fost folosită cu succes de Wainfan, Walker și Weissler, care au folosit un model de forma dată în figura 11.6. Modelul original consta din două camere de ionizare cu lungimea de 1,5 cm așezate la 10 cm distanță una de alta de-a lungul fasciculului de radiație. Curentul ionic obținut avea valori în domeniul $10^{-10} - 10^{-13}$ A. Fluxul de radiație s-a măsurat cu ajutorul unei termopile tip Reeder fără ferestre, cu sensibilitatea (în vid) de 1,05 V/W și cu ajutorul unei termopile tip Schwarz-Hilger cu sensibilitatea de 9,5 V/W.

Modelul îmbunătățit de cameră de ionizare, folosit de Samson (1964), este arătat în figura 11.7.

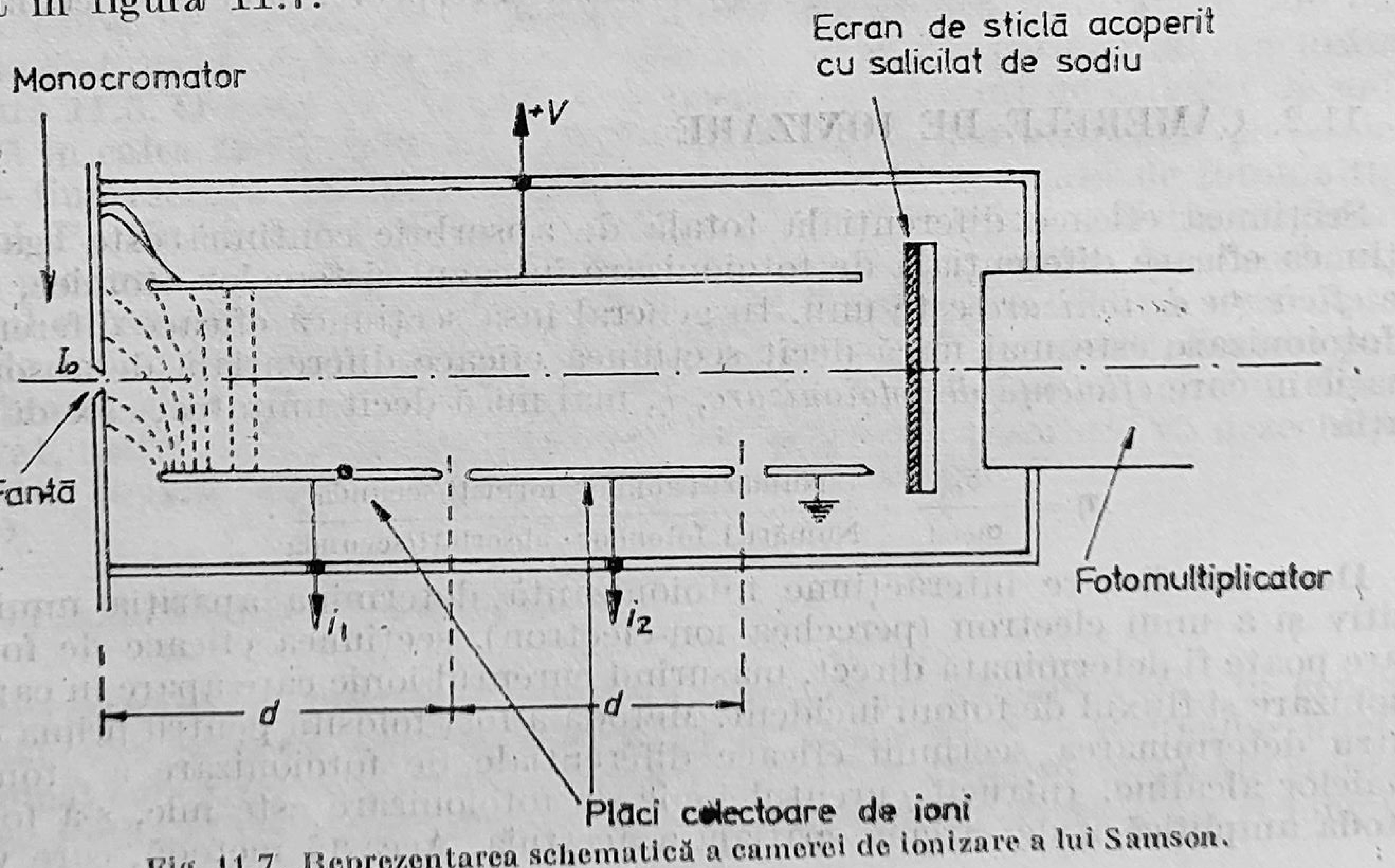


Fig. 11.7. Reprezentarea schematică a camerei de ionizare a lui Samson.

Folosind legea lui Lambert şi ţinînd seama de notaţiile din figura 11.6, putem scrie

$$I_1 - I_1' = I_0 \{\exp[-\alpha_\nu L_1](1 - \exp[-\alpha_\nu d])\}. \tag{11.22}$$

Această relaţie, împreună cu relaţia (11.21), ne permit să scriem

$$I_0\eta = \frac{i_1/e}{\exp(-\alpha_\nu L_1)[1 - \exp(-\alpha_\nu d)]} \tag{11.23a}$$

unde i_1 este curentul ionic la prima placă, iar e sarcina electrică elementară. Similar putem scrie pentru a doua placă

$$I_0\eta = \frac{i_2/e}{\exp(-\alpha_\nu L_2)[1 - \exp(-\alpha_\nu d)]}. \tag{11.23b}$$

Rezolvînd ecuaţiile (11.23a, b) în raport cu α_ν, obţinem

$$\alpha_\nu = \frac{\log(i_1/i_2)}{L_2 - L_1}. \tag{11.24}$$

Secţiunea eficace diferenţială de fotoionizare rezultă direct din măsurarea curenţilor ionici i_1 şi i_2 din cele două camere de ionizare şi din cunoaşterea datelor constructive ale aparatului. Cunoscînd secţiunea eficace de fotoionizare putem apoi afla eficienţa de fotoionizare.

În cazul modelului îmbunătăţit de cameră de ionizare, folosit de Samson observăm că $L_1 = 0$ şi $L_2 = d$, deci ecuaţia (11.23) devine

$$I_0\eta = \frac{i_1^2/e}{i_1 - i_2} \tag{11.25}$$

şi deci

$$\alpha_\nu = \frac{1}{d}\log\left(\frac{i_1}{i_2}\right). \tag{11.26}$$

Pentru a asigura omogenitatea cîmpului electric, fanta de ieşire a monocromatorului trebuie conectată la placa pozitivată, obţinîndu-se o distribuţie a cîmpului electric de forma arătată în figura 11.7.

În ambele tipuri de experimente trebuie să fim siguri că electronii energetici, rezultaţi din procesele de fotoionizare, nu determină ionizări secundare care să perturbe semnalul ionic înregistrat.

Măsurarea fluxului de radiaţie ultravioletă se face prin folosirea unor metode speciale, altele decît cele specifice domeniilor vizibil şi infraroşu ale spectrului. De exemplu, se poate folosi o termopilă al cărei răspuns se calibrează la o lungime de undă din domeniul vizibil, folosind o lampă standard. Se presupune că răspunsul obţinut, în volţi/watt, este independent de lungimea de undă a radiaţiei. Aceste standarde secundare se pot folosi pentru determinarea valorilor absolute ale fluxului de radiaţie.

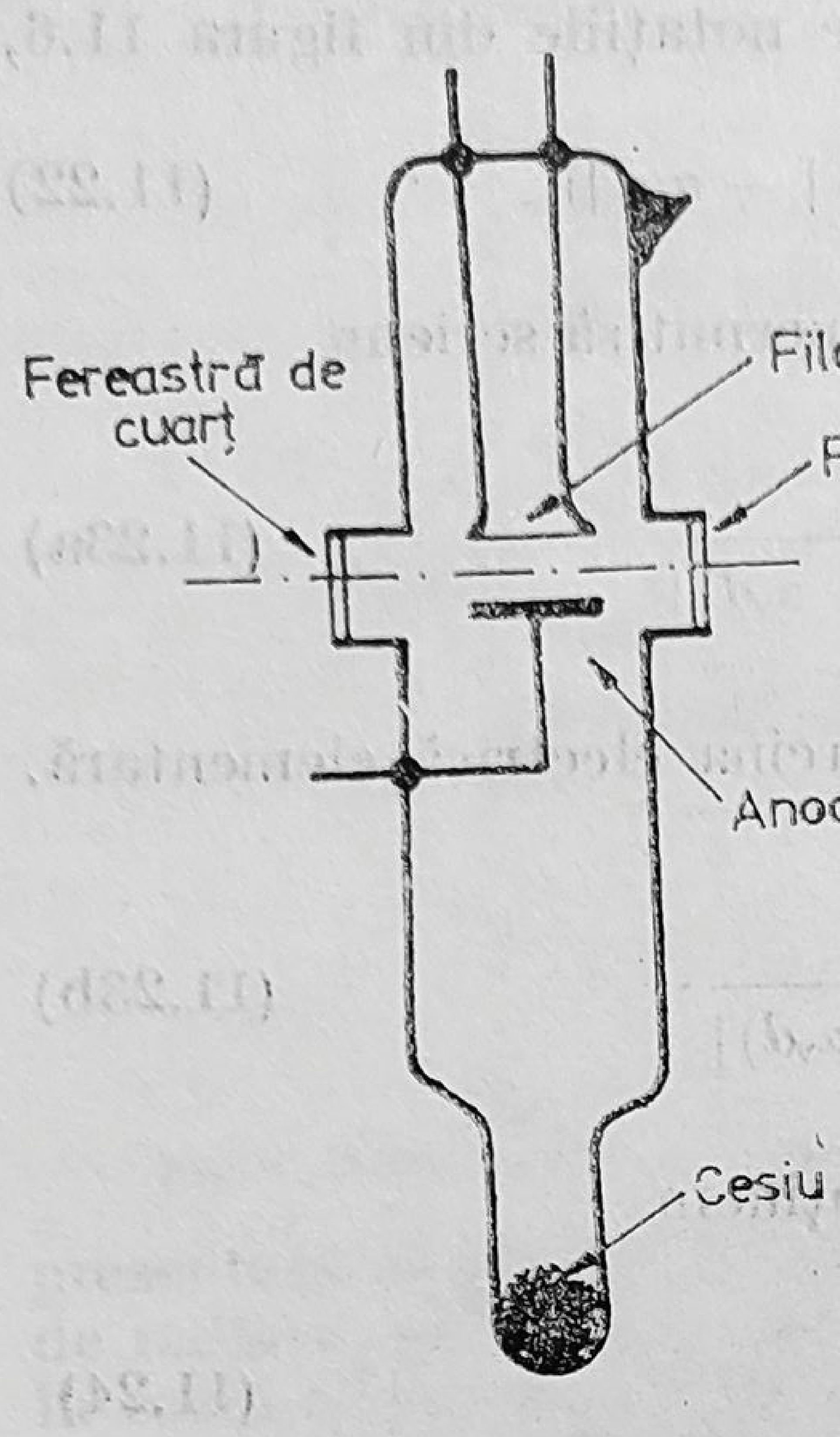


Fig. 11.8. Reprezentarea schematică a unui detector ionic cu sarcină spațială.

Cum am mai spus, în domeniul vacuumului ultraviolet al spectrului de radiație fluxurile care se obțin sînt foarte mici, mult mai mici decît în vizibil, în special dacă radiația a trecut printr-un monocromator (unde este reflectată pe oglinzi și pe rețeaua de difracție). De aceea trebuie folosite fante largi, ceea ce implică o rezoluție mică.

Ca metodă alternativă de măsurare a fluxurilor de radiație în domeniul ultraviolet al spectrului de radiație se folosește un fotomultiplicator acoperit cu fosfor, care poate fi calibrat cu termopila despre care am vorbit și folosit apoi cu fante mai înguste, fără pierdere de rezoluție. Ca material pentru acoperirea ferestrei de intrare a fotomultiplicatorului, cel mai indicat este salicilatul de sodiu. Măsurători repetate au arătat că salicilatul de sodiu are un randament cuantic constant în domeniul 40—125 nm, cu condiția ca stratul depus să fie reîmprospătat.

11.3. DETECTORUL IONIC CU SARCINĂ SPAȚIALĂ

Folosirea detectorului ionic cu sarcină spațială în cadrul tehnicilor experimentale care vor fi prezentate în acest paragraf permite investigarea sistemelor cuantice alcaline, care au energii de ionizare relativ mici. Cuplate cu un laser acordabil, aceste tehnici experimentale determină în momentul de față cele mai fine și mai sensibile metode optico-spectrale de investigare a interacțiunii radiației cu sistemele atomice și moleculare.

În cazul numerelor cuantice mari, tehnica de amplificare, bazată pe folosirea detectorului cu sarcină spațială, permite:

— obținerea de informații despre mărimile atomice cum ar fi, de exemplu, numărul cuantic efectiv, forța de oscilator și secțiunea eficace de fotoionizare;

— studiul proceselor care determină apariția ionilor în cazul absorbției unifotonice și multifotonice;

— studiul tranzițiilor și formei liniilor spectrale de absorbție în cadrul proceselor de absorbție multifotonice.

În cazul numerelor cuantice mici, tehnica de amplificare, bazată pe folosirea detectorului cu sarcină spațială, permite:

— obținerea de informații despre mărimile moleculare cum ar fi, de exemplu, energia de ionizare a moleculei sau energia de disociere a ionului molecular;

— studiul proceselor care conduc la apariția ionilor moleculari, în cazul absorbției unifotonice și bifotonice;

— evidențierea și studiul sateliților moleculari și analiza fenomenului de autoabsorbție.

11.3.1. Construcția detectorului ionic cu sarcină spațială

Detectorul ionic cu sarcină spațială constă, în principiu, dintr-un tub de sticlă optică, prevăzut cu ferestre de cuarț, în interiorul căruia se găsesc un termocatod și un anod, precum și fiola cu metalul alcalin de studiat (fig. 11.8). Folosirea ferestrelor de cuarț este obligatorie pentru a permite trecerea prin diodă a radiației din domeniul ultravioletului apropiat al spectrului. Termocatodul și anodul sînt dispuși în regiunea delimitată de cele două ferestre de cuarț. Termocatodul este un fir de wolfram cu lungimea de aproximativ 1,5 — 2 cm, iar anodul este o placă de argint cu lungimea egală aproximativ cu cea a termocatodului. Alegerea materialelor din care se construiesc termocatodul și respectiv anodul este dictată de necesitatea ca valorile potențialelor de extracție corespunzătoare celor două substanțe să fie cît mai diferite. Firul de wolfram este paralel cu placa de argint, distanța dintre cei doi electrozi fiind de aproximativ 2 mm, iar diametrul firului de aproximativ 0,1 mm.

În prealabil, dioda este vidată ($\sim 10^{-6}$ torri) și degazată un timp convenabil și numai după aceea se detașează de instalația de vid și se sparge fiola cu metalul alcalin, care se află într-un apendice al tubului principal, aceasta pentru a putea controla în mod convenabil presiunea de vapori și a evita contaminarea ferestrelor de cuarț și a regiunii centrale a tubului principal.

Este de preferat ca axa de simetrie a spațiului dintre termocatod și anod, care reprezintă de fapt regiunea activă a detectorului cu sarcină spațială, să treacă prin centrul de simetrie al fiecărei ferestre și să fie perpendiculară pe suprafața fiecărei ferestre, ceea ce implică paralelismul ferestrelor.

11.3.2. Modul de funcționare

Funcționarea detectorului ionic în regim de sarcină spațială se obține încălzind termocatodul, din exterior, la o temperatură de aproximativ 1300—1400 K și asigurînd în interiorul tubului o tensiune de vapori constantă, corespunzătoare unei temperaturi date în domeniul 450 — 650 K. Este preferabil ca încălzirea filamentului să se facă folosind o sursă de curent continuu. Tensiunea de vapori se realizează introducînd dioda detectoare într-un cuptor termostat cu două compartimente, așa fel ca tubul apendice să se afle în partea inferioară a cuptorului, iar tubul principal în partea superioară a cuptorului. Principiul peretelui rece arată că temperatura părții inferioare a cuptorului, în care se află tubul apendice cu fiola de metal alcalin, trebuie să fie tot timpul la o temperatură mai mică cu aproximativ 20 K decît temperatura părții superioare a cuptorului, în care se găsește tubul principal. Se evită astfel condensarea vaporilor metalului alcalin pe ferestrele diodei, iar tensiunea de vapori este stabilită de temperatura cea mai mică, adică temperatura compartimentului inferior al cuptorului.

Stabilirea exactă a tensiunii vaporilor metalelor alcaline, în funcție de temperatură, este o problemă care a suscitat mult interes de-a lungul timpului. În momentul de față literatura de specialitate conține date suficient de precise

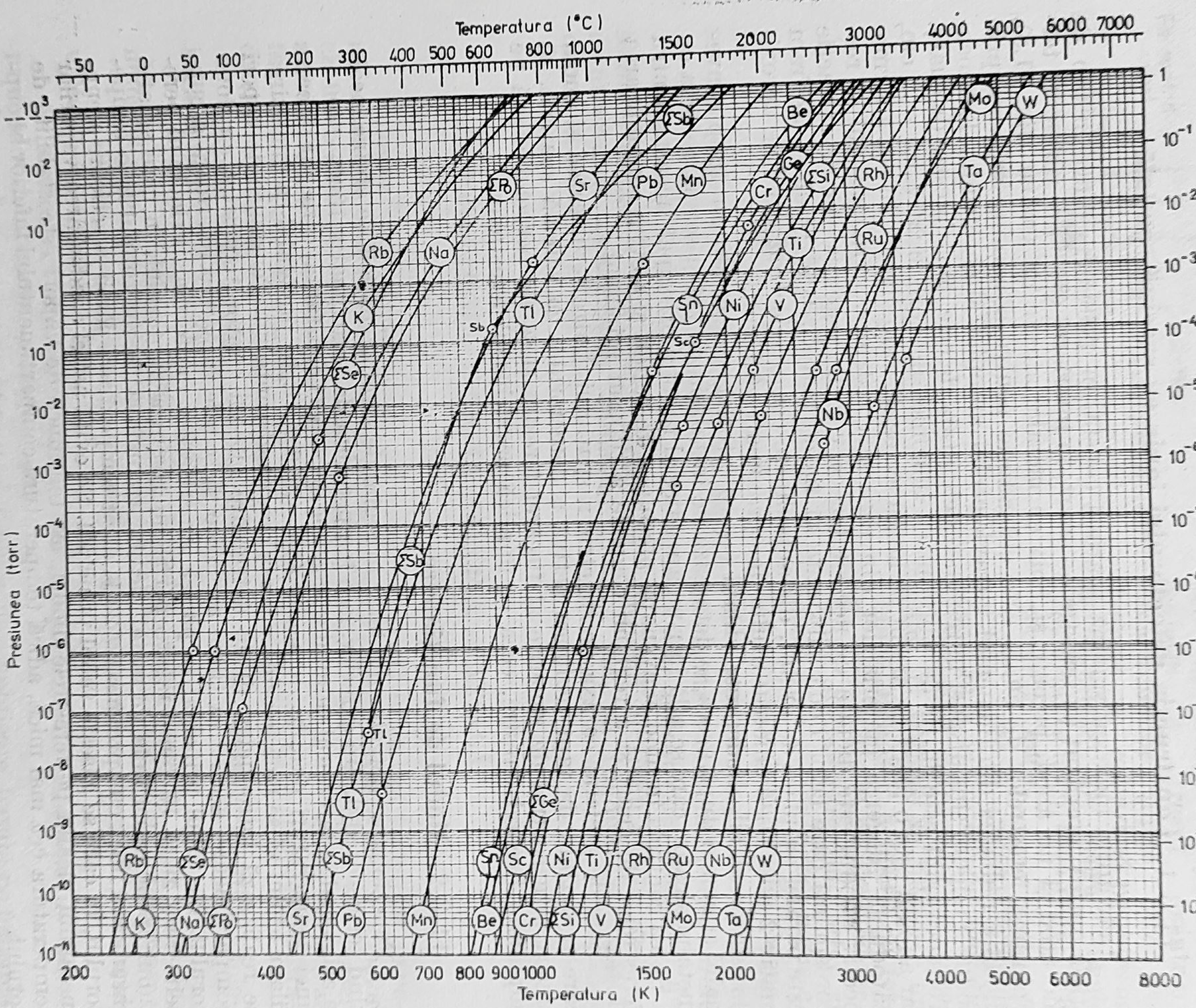


Fig. 11.9. Variaţia presiunii de vapori a elementelor cu temperatura.

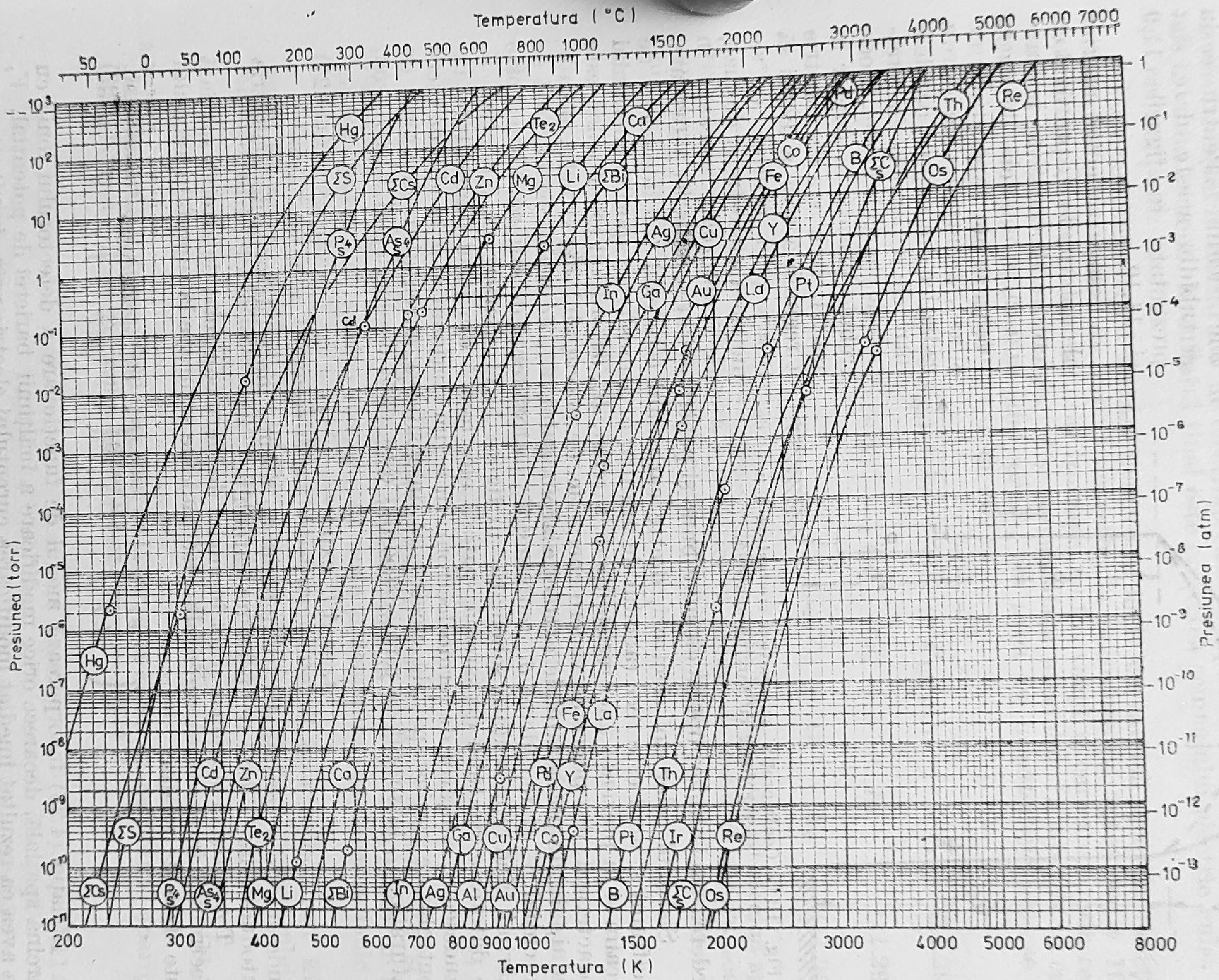


Fig. 11.10. Variația presiunii de vapori a elementelor cu temperatura.

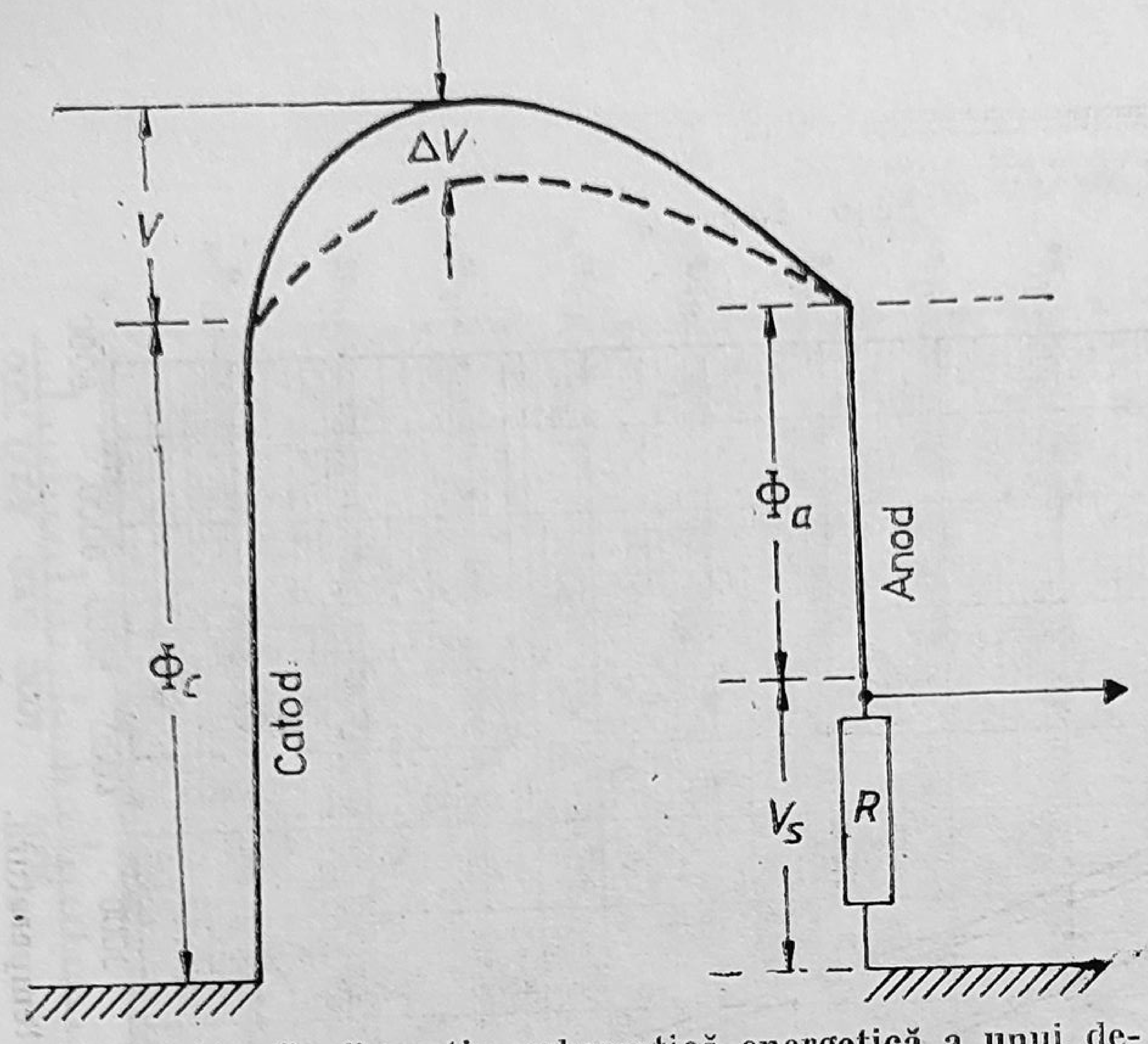


Fig. 11.11. Configurația schematică energetică a unui detector ionic cu sarcină spațială.

asupra variației tensiunilor de vapori cu temperatura pentru toate metalele alcaline. Pentru cesiu și rubidiu aceste date sînt prezentate în figurile 11.9 și 11.10.

Compartimentul superior al cuptorului este prevăzut cu ferestre de cuarț (ne reamintim că prin sticlă de cuarț înțelegem de fapt sticlă de silice), de intrare și de ieșire a radiației din cuptor, paralele între ele și paralele cu ferestrele de cuarț ale diodei. Dioda trebuie plasată în cuptor în așa fel, încît axa de simetrie a regiunii active a diodei să treacă prin centrele de simetrie ale ferestrelor de cuarț ale cuptorului, aceasta în vederea unei alinieri optice cît mai bune și pentru evitarea radiației parazitare.

Sistemul celor doi electrozi, dintre care unul este cald (termocatodul de wolfram) și unul este rece (anodul de argint), în atmosfera vaporilor metalului alcalin și în prezența unei rezistențe de sarcină, R_s, de ordinul kiloohmilor, este caracterizat, din punct de vedere energetic, de potențialul de extracție al catodului, Φ_c, de potențialul de extracție al anodului, Φ_a, de înălțimea barierei de potențial, V, și de căderea de tensiune, V_s, pe rezistența de sarcină, toate aceste mărimi fiind reprezentate schematic în figura 11.11. Bariera de potențial, V, se datorește stratului de sarcină spațială electronică din jurul filamentului incandescent, emițător de termoelectroni. În regim staționar și în modul de lucru controlat de sarcina spațială electronică, intensitatea curentului electronic de saturație, i_s, la suprafața termocatodului este dată de legea lui Richardson,

$$i_s = AT^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_c}{kT}\right), \tag{11.27}$$

unde A este o constantă care depinde de natura materialului și de geometria catodului, iar T este temperatura catodului.

Tot în regim staționar și tot în modul de lucru controlat de sarcina spațială electronică, intensitatea curentului electronic de saturație la suprafața anodului este dată de relația

$$i = i_s \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_c + eV}{kT}\right). \tag{11.28}$$

Relația (4.28) încorporează modul de funcționare a detectorului ionic cu sarcină spațială, deoarece orice modificare a înălțimii barierei de potențial, V, va avea ca rezultat imediat modificarea curentului electric prin circuit. Semnalul electric se culege de pe rezistența de sarcină, R_s, prin care trece curentul electric, i, și poate fi amplificat într-un circuit electronic de amplificare adecvat.

Orice proces atomic, al cărui rezultat este apariția unui ion în zona stratului de sarcină spațială, poate fi pus în evidență, deoarece prezența ionului în stratul de sarcină spațială are ca efect micșorarea barierei de potențial, V, și deci creșterea numărului de electroni care se deplasează în unitatea de timp de la catod la anod. Rezultatul final este creșterea semnalului electric cules de pe rezistența de sarcină.

Vom considera cazul în care detectorul ionic cu sarcină spațială funcționează într-o atmosferă de vapori de cesiu, la presiunea de aproximativ 10^{-1} torri. Fie I_ν intensitatea radiației izotrope, de frecvență ν, care trece prin regiunea activă, paralel cu filamentul și cu suprafața anodului. În situația în care energia fotonilor este convenabil aleasă, vor avea loc următoarele procese de interacțiune a radiației cu atomii de cesiu :

$$\mathrm{Cs}\,(6^2S_{1/2}) + h\nu \longrightarrow \mathrm{Cs}\,(n^2P_{1/2,\,3/2}), \tag{11.29a}$$

$$\mathrm{Cs}\,(n^2P) + \mathrm{Cs}\,(6^2S) \longrightarrow \mathrm{Cs}_2^* \to \mathrm{Cs}_2^+ + e^- + E_c \tag{11.29b}$$

$$\mathrm{Cs}_2^* \longrightarrow \mathrm{Cs}^+ + \mathrm{Cs}^- + E_c. \tag{11.29c}$$

Aceste procese au loc în regiunea activă a detectorului ionic cu sarcină spațială în condițiile de rezonanță a radiației cu atomii de cesiu și pentru toate numerele cuantice, n, care satisfac condiția $n \geqslant 9$. Pentru $h\nu > E_i$, apariția ionilor este rezultatul procesului

$$\mathrm{Cs}(6^2S_{1/2}) + h\nu \to \mathrm{Cs}^+(6^1S_0) + e^- + E_c. \tag{11.30}$$

La presiuni mai mari ale vaporilor de cesiu pot apărea și molecule de cesiu, deci ionizarea va fi și rezultatul procesului

$$\mathrm{Cs}_2 + h\nu \to \mathrm{Cs}_2^+ + e^- + E_c. \tag{11.31}$$

Deci dacă dioda descrisă funcționează în condiții de staționaritate și în regim de sarcină spațială, ea poate detecta radiația prin apariția ionilor în regiunea stratului de sarcină spațială, de unde și denumirea de detector ionic cu sarcină spațială.

Dacă $I_\nu\Delta\lambda$ este intensitatea radiației incidente, B_ν este coeficientul Einstein, iar n_i este numărul de ioni care apar în regiunea activă a detectorului în unitatea de timp, variația curentului electric, Δi, în circuitul extern este

$$\Delta i = \mathrm{const} \cdot I_\nu \Delta\lambda B_\nu, \tag{11.32}$$

iar numărul R de electroni care trec de la catod la anod, ca rezultat al apariției unui singur ion în regiunea activă, este

$$R = \frac{\Delta i}{n_i}. \tag{11.33}$$

Mărimea R poartă denumirea de amplificarea internă a detectorului și este de ordinul a 10^5. S-a demonstrat că amplificarea R este independentă de variația Δi ($\Delta i \approx 0{,}01\, i$) și de lungimea de undă a radiației și că variază propor-

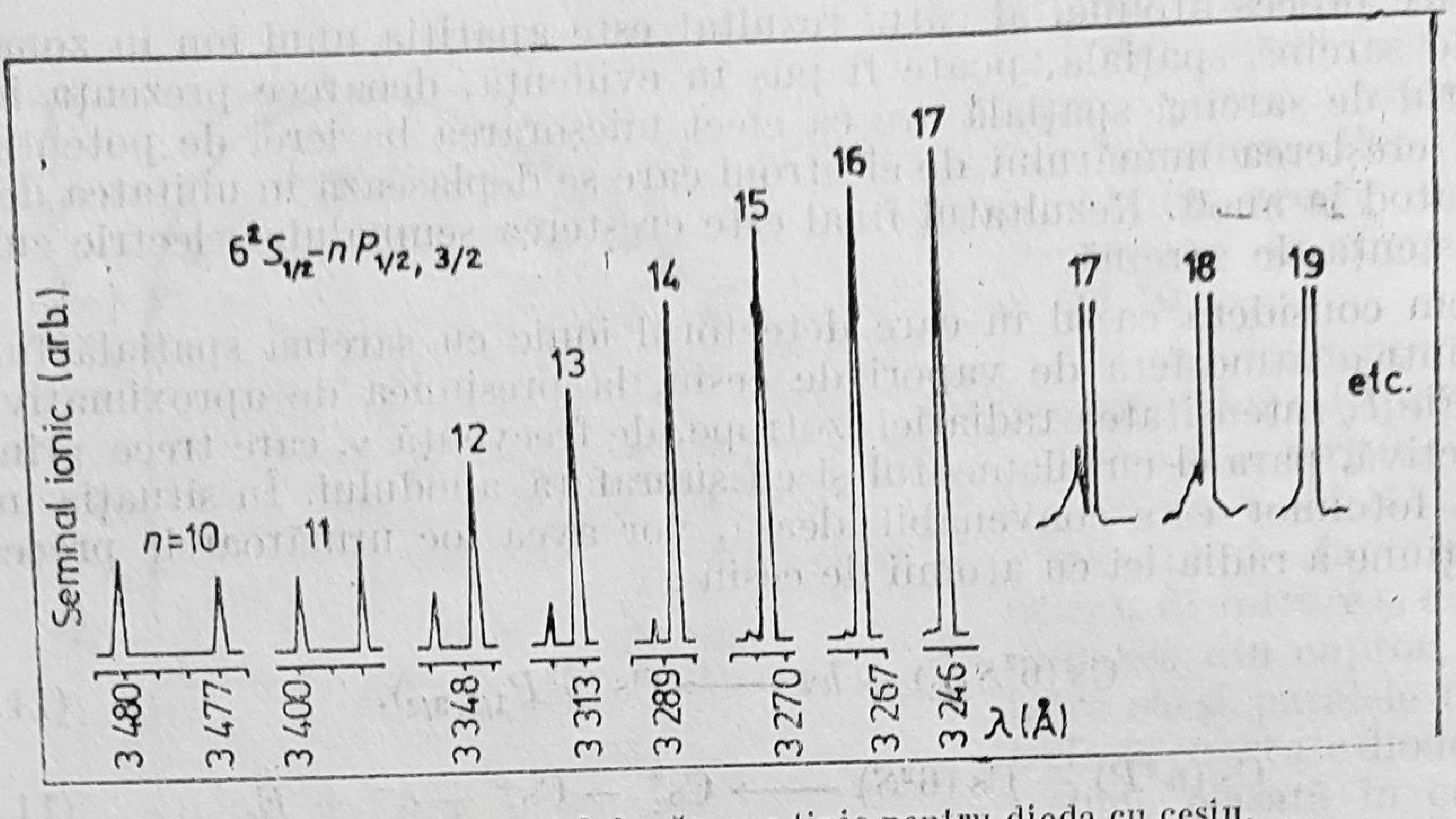


Fig. 11.12. Semnalul de răspuns tipic pentru dioda cu cesiu.

ţional cu $p^{-0,6}$, unde p este presiunea vaporilor de cesiu; literatura de specialitate mai menţionează însă şi alte dependenţe ale factorului de amplificare, R, de presiune.

Cel mai reprezentativ răspuns al detectorului ionic cu sarcină spaţială în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei incidente a fost obţinut de Ioan Ioviţ Popescu şi colaboratorii şi este de forma arătată în figura 11.1.2. De remarcat rezoluţia spectrală foarte ridicată a detectorului, valoarea maximă a numărului cuantic n fiind impusă numai de rezoluţia monocromatorului folosit în experienţa respectivă.

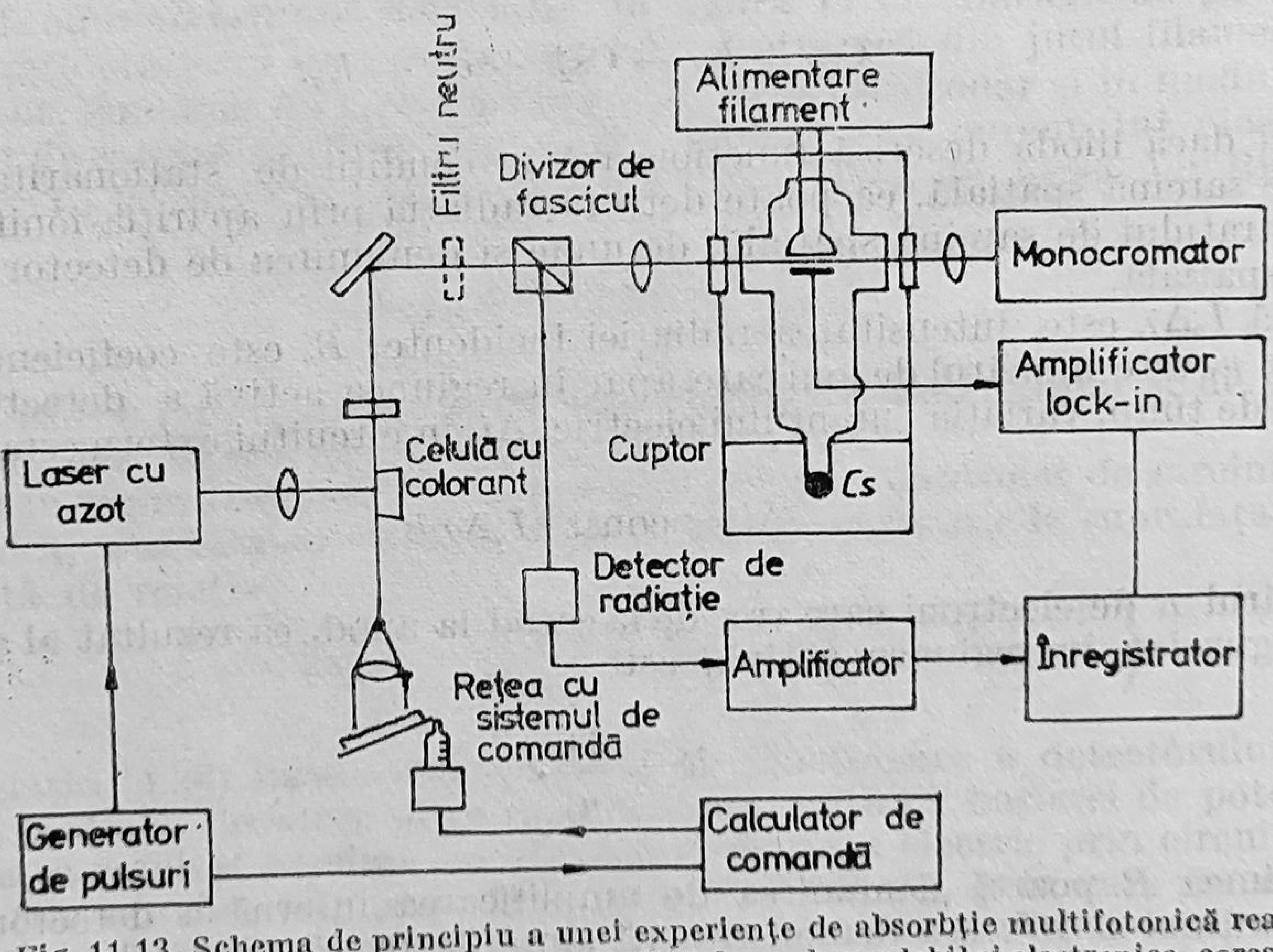


Fig. 11.13. Schema de principiu a unei experienţe de absorbţie multifotonică realizată cu detectorul ionic cu sarcină spaţială, laserul acordabil şi electronica corespunzătoare.

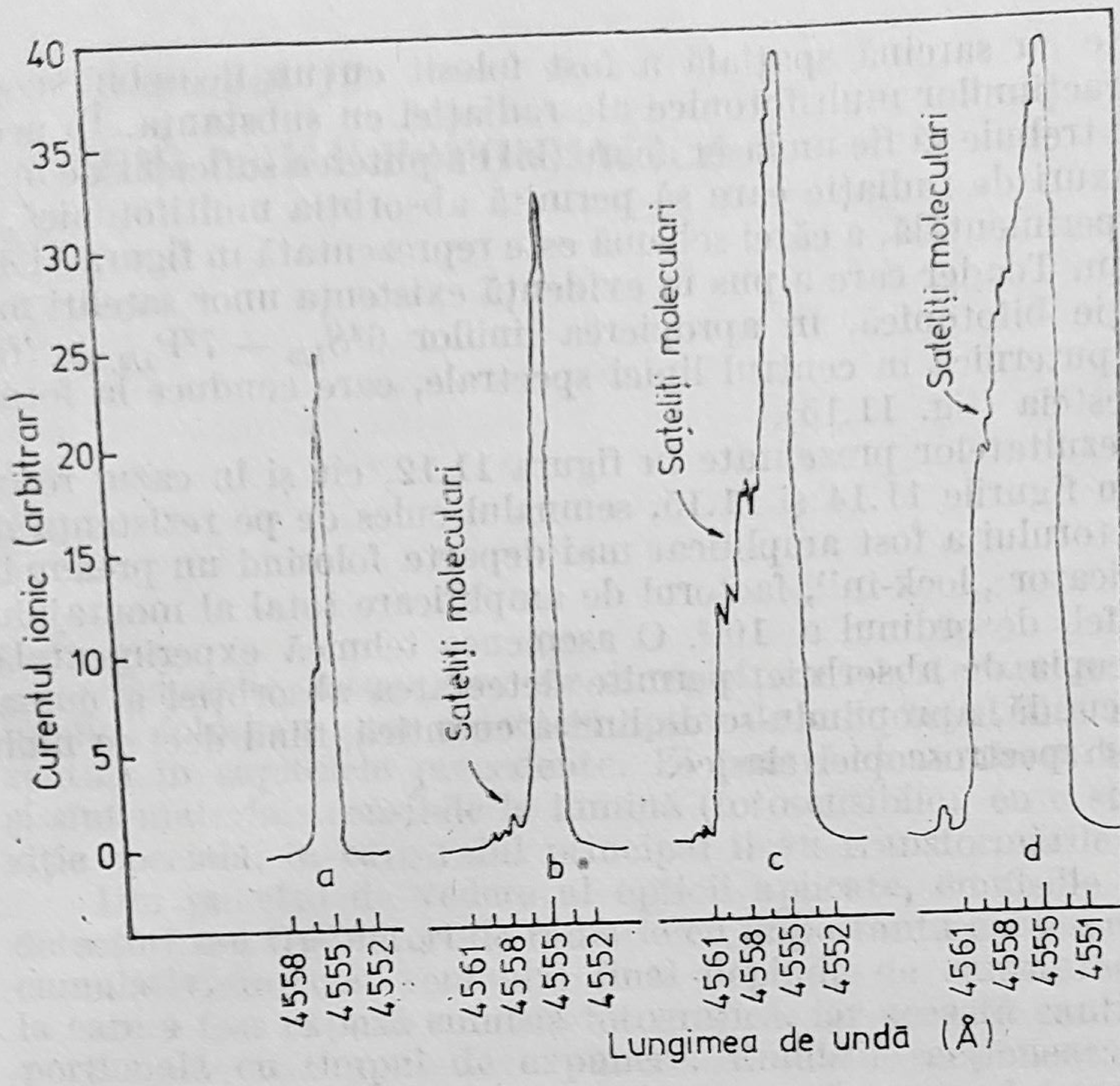


Fig. 11.14. Sateliții moleculari ai liniei $6P_{1/2}$—$7P_{3/2}$, a cesiului atomic obținuți în absorbția multifotonică.

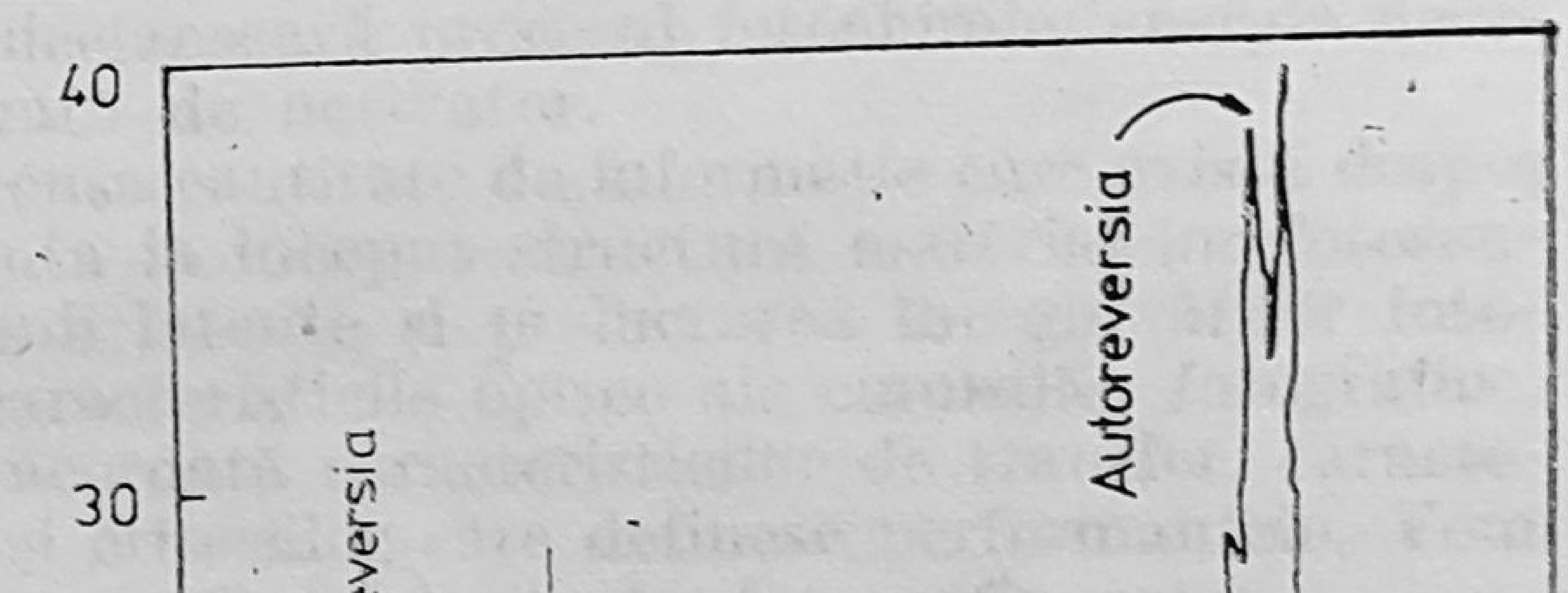


Fig. 11.15. Forma autoreversată a liniei $6P_{1/2}$ — $7P_{3/2}$ a cesiului atomic, obținută în absorbție multifotonică, folosind detectorul ionic cu sarcină spațială.

Detectorul ionic cu sarcină spațială a fost folosit cu un deosebit succes pentru studiul interacțiunilor multifotonice ale radiației cu substanța. În acest caz sursa de radiații trebuie să fie un laser acordabil cu puterea suficient de mare pentru a obține fluxuri de radiație care să permită absorbția multifotonică. O astfel de tehnică experimentală, a cărei schemă este reprezentată în figura 11.13, a fost folosită de Em. Toader care a pus în evidență existența unor sateliți moleculari, în absorbție bifotonică, în apropierea liniilor $6^2S_{1/2} - 7^2P_{1/2,\,3/2}$ (fig. 11.14) și absorbția puternică în centrul liniei spectrale, care conduce la forma autoreversată a acesteia (fig. 11.15).

Atît în cazul rezultatelor prezentate în figura 11.12, cît și în cazul rezultatelor prezentate în figurile 11.14 și 11.15, semnalul cules de pe rezistența de sarcină, R_s, a detectorului a fost amplificat mai departe folosind un preamplificator și un amplificator „lock-in", factorul de amplificare total al montajului electronic fiind, astfel, de ordinul a 10^{12}. O asemenea tehnică experimentală, folosită în spectroscopia de absorbție, permite detectarea absorbției a numai cîtorva fotoni pe secundă, apropiindu-se de limita cuantică, fiind deci cu mult superioară tehnicilor spectroscopiei clasice.

Capitolul 12

EMULSIILE FOTOGRAFICE

Tehnicile fotografice de înregistrare şi stocare a informaţiilor optice implică folosirea unor detectori optici de o cu totul altă natură decît cei prezentaţi în capitolele precedente. Ei poartă denumirea de emulsii fotografice şi sînt materiale sensibile la lumină (fotosensibile), cu o structură şi o compoziţie specială, în care rolul principal îl au transformările fotochimice.

Din punctul de vedere al opticii aplicate, emulsiile fotografice sînt deci detectori sau traductori de radiaţie cu importanta caracteristică de a funcţiona cumulativ, întrucît semnalul final depinde de cantitatea de radiaţie optică la care a fost expusă emulsia fotografică, iar această cantitate este direct proporţională cu timpul de expunere. Emulsiile acţionează şi ca amplificator, deoarece radiaţia optică numai declanşează procesul fotochimic, energia necesară continuării lui fiind furnizată de activator.

Rezumînd, pe cît posibil, imensa cantitate de informaţie care există despre emulsiile fotografice, vom prezenta la început structura materialelor fotosensibile alb-negru, formarea imaginii latente şi prelucrarea înregistrărilor fotografice. Vom continua apoi cu caracteristicile optice ale emulsiilor fotografice, în care o atenţie specială va fi acordată caracteristicilor de transfer, caracteristicilor spaţiale, granularităţii şi criteriilor care definesc performanţele. Vom încheia analizînd şi emulsiile fotografice folosite în fotografia color.

12.1. DETECTORII FOTOGRAFICI CU HALOGENURI DE ARGINT

Cei mai utilizaţi detectori fotografici sînt cei care utilizează o emulsie de halogenură de argint depusă în gelatină pe un suport numită bază sau strat. Emulsia de halogenură de argint este fie o suspensie de clorură de argint în gelatină, fie o suspensie de bromură de argint în gelatină. Componenta fotosensibilă este halogenura de argint, gelatina servind ca matrice de fixare a halogenurii pe suport. Dintre cele două halogenuri cea mai sensibilă este bromura de argint, sensibilitatea sa putînd fi crescută prin încorporarea de ioduri.

12.1.1. Structura materialelor fotosensibile

Emulsiile fotografice se obţin prin amestecul unor soluţii de halogenuri alcaline şi nitraţi de argint, în prezenţa gelatinei rezultatul fiind formarea prin precipitare de cristale submicroscopice de halogenură de argint. Deoarece

procesul continuă prin transformarea cristalelor mici în cristale mai mari, rolul gelatinei este și acela de a stopa creșterea cristalelor la o anumită dimensiune și uniformitate. Cristalele de halogenură de argint, denumite *granule*, pot avea forma unei sfere cu diametrul de circa 50 nm (cazul emulsiilor Lippmann) sau forma unor plăcuțe triunghiulare cu dimensiunile de aproximativ 300 nm (cazul emulsiilor rapide). Prin spălare se îndepărtează excesul de halogenură. Deoarece materialele bazate numai pe halogenuri de argint sînt sensibile doar în domeniul violet al spectrului optic, se adaugă sensibilizatori spectrali care extind domeniul de sensibilitate al emulsiei la întregul domeniu vizibil. De regulă sensibilizatorii sînt coloranții, care sînt absorbiți la suprafața cristalelor. Coloranții absorb selectiv radiația cu lungimi de undă mai mari și transferă cristalului energia absorbită, astfel încît cristalul devine indirect sensibil și la lungimi de undă mai mari ale radiației optice.

În continuare emulsia fotografică se depune pe un suport care poate fi un film de plastic, o placă de sticlă sau o hîrtie specială. Principala funcție a suportului este de a asigura stabilitatea dimensională a emulsiei. După caz, suportul transmite mai departe radiația care a trecut prin emulsie (cazul filmelor de plastic și al plăcilor de sticlă) sau o reflectă (cazul hîrtiei). Dimensiunile suportului pot fi afectate de temperatură, de umiditate, de agenți chimici, de tensiuni mecanice etc. Modificările dimensionale datorate variațiilor de temperatură și umiditate sînt reversibile, însă cele datorate tensiunilor mecanice sau evaporării plastifianților și solvenților reziduali sînt ireversibile. De regulă filmele sînt făcute din triacetat de celuloză, însă, pentru o cît mai bună stabilitate dimensională, se recomandă tereftalatul de polietilenă. Suportul de hîrtie se acoperă, în prealabil, cu un strat de barită (sulfat de bariu într-o matrice de gelatină) după care se depune emulsia fotografică. În acest fel se obțin caracteristici mecanice și optice mai bune. Barita poate conține anumiți coloranți absorbanți în galben și fluorescenți în albastru pentru egalizarea spectrului de reflexie care este atenuat în albastru de barita pură.

Prezența gelatinei poate duce la distorsiunea imaginii, întrucît aceasta este puternic higroscopică. S-a constatat că în timpul developării gelatina se umflă, modificîndu-și grosimea de circa 5 — 8 ori. De asemenea, îndepărtarea cristalelor neexpuse, în timpul fixării, scade grosimea emulsiei cu aproximativ 20% în zonele neexpuse, în timp ce granulele expuse își măresc volumul în timpul developării. Toate aceste efecte, împreună cu neuniformitățile din gelatină implică o prelucrare atentă a materialelor fotografice, pentru a se minimaliza distorisiunile care pot apărea.

Cînd emulsia este depusă pe un suport transparent poate apărea *efectul de halo* (efectul de aureolă) datorat reflexiei luminii pe suprafața posterioară a suportului, după ce a trecut prin emulsie și prin suport. Efectul de halo de reflexie este datorat luminii care se reflectă total la suprafața de separare suport-aer, ceea ce implică unghiuri de incidență mai mari decît unghiul critic. Ca rezultat al prezenței fenomenului de reflexie totală, în jurul fiecărui punct imagine apare un halo a cărui rază, r_H, este dată de relația

$$r_H = d \cdot \text{tg}\, \theta_c \tag{12.1}$$

unde d este grosimea suportului, iar θ_c este unghiul critic, dat de relația

$$\theta_c = \text{arc cosec}\, n, \tag{12.2}$$

n fiind indicele de refracție relativ al materialului suportului. Pentru eliminarea efectului de halo, suprafața posterioară a suportului se acoperă cu un colorant

procesul continuă prin transformarea cristalelor mici în cristale mai mari, rolul gelatinei este și acela de a stopa creșterea cristalelor la o anumită dimensiune și uniformitate. Cristalele de halogenură de argint, denumite *granule*, pot avea forma unei sfere cu diametrul de circa 50 nm (cazul emulsiilor Lippmann) sau forma unor plăcuțe triunghiulare cu dimensiunile de aproximativ 300 nm (cazul emulsiilor rapide). Prin spălare se îndepărtează excesul de halogenură. Deoarece materialele bazate numai pe halogenuri de argint sînt sensibile doar în domeniul violet al spectrului optic, se adaugă sensibilizatori spectrali care extind domeniul de sensibilitate al emulsiei la întregul domeniu vizibil. De regulă sensibilizatorii sînt coloranții, care sînt absorbiți la suprafața cristalelor. Coloranții absorb selectiv radiația cu lungimi de undă mai mari și transferă cristalului energia absorbită, astfel încît cristalul devine indirect sensibil și la lungimi de undă mai mari ale radiației optice.

În continuare emulsia fotografică se depune pe un suport care poate fi un film de plastic, o placă de sticlă sau o hîrtie specială. Principala funcție a suportului este de a asigura stabilitatea dimensională a emulsiei. După caz, suportul transmite mai departe radiația care a trecut prin emulsie (cazul filmelor de plastic și al plăcilor de sticlă) sau o reflectă (cazul hîrtiei). Dimensiunile suportului pot fi afectate de temperatură, de umiditate, de agenți chimici, de tensiuni mecanice etc. Modificările dimensionale datorate variațiilor de temperatură și umiditate sînt reversibile, însă cele datorate tensiunilor mecanice sau evaporării plastifianților și solvenților reziduali sînt ireversibile. De regulă filmele sînt făcute din triacetat de celuloză, însă, pentru o cît mai bună stabilitate dimensională, se recomandă tereftalatul de polietilenă. Suportul de hîrtie se acoperă, în prealabil, cu un strat de barită (sulfat de bariu într-o matrice de gelatină) după care se depune emulsia fotografică. În acest fel se obțin caracteristici mecanice și optice mai bune. Barita poate conține anumiți coloranți absorbanți în galben și fluorescenți în albastru pentru egalizarea spectrului de reflexie care este atenuat în albastru de barita pură.

Prezența gelatinei poate duce la distorsiunea imaginii, întrucît aceasta este puternic higroscopică. S-a constatat că în timpul developării gelatina se umflă, modificîndu-și grosimea de circa 5 — 8 ori. De asemenea, îndepărtarea cristalelor neexpuse, în timpul fixării, scade grosimea emulsiei cu aproximativ 20% în zonele neexpuse, în timp ce granulele expuse își măresc volumul în timpul developării. Toate aceste efecte, împreună cu neuniformitățile din gelatină implică o prelucrare atentă a materialelor fotografice, pentru a se minimaliza distorisiunile care pot apărea.

Cînd emulsia este depusă pe un suport transparent poate apărea *efectul de halo* (efectul de aureolă) datorat reflexiei luminii pe suprafața posterioară a suportului, după ce a trecut prin emulsie și prin suport. Efectul de halo de reflexie este datorat luminii care se reflectă total la suprafața de separare suport-aer, ceea ce implică unghiuri de incidență mai mari decît unghiul critic. Ca rezultat al prezenței fenomenului de reflexie totală, în jurul fiecărui punct imagine apare un halo a cărui rază, r_H, este dată de relația

$$r_H = d \cdot \mathrm{tg}\, \theta_c \tag{12.1}$$

unde d este grosimea suportului, iar θ_c este unghiul critic, dat de relația

$$\theta_c = \mathrm{arc\ cosec}\ n, \tag{12.2}$$

n fiind indicele de refracție relativ al materialului suportului. Pentru eliminarea efectului de halo, suprafața posterioară a suportului se acoperă cu un colorant

opac antireflectant, care absoarbe cea mai mare parte a radiației transmise de emulsie. Acest strat antihalo trebuie îndepărtat în timpul prelucrării. În alte cazuri efectul de halo se elimină prin impregnarea materialului suportului cu un colorant absorbant și uniform distribuit, cu densitatea nu prea mare.

Procesul de înregistrare și stocare a informațiilor optice, bazat pe folosirea emulsiilor fotografice, se desfășoară în două etape; (1) — formarea imaginii latente, (2) — developarea imaginii latente. Formarea imaginii latente are loc pe seama modificărilor de structură ale cristalelor la nivel atomic. Modificările de structură ale cristalelor nu pot fi observate direct. Ele influențează comportamentul chimic ulterior și permit conversia imaginii latente submicroscopice în imagine fotografică observabilă.

În momentul de față este tot mai mult acceptat mecanismul Gurney-Mott de formare a imaginii latente, bazat pe următoarele procese:

1) ca rezultat al absorbției unei cuante de lumină, un electron trece din banda de valență în banda de conducție;

2) electronul din banda de conducție este captat de un defect din cristal (numit pată de sensibilitate), care se încarcă negativ:

3) defectul din cristal, cu sarcină negativă, atrage și leagă un ion mobil de argint, interstițial, transformîndu-l în atom de argint, ca rezultat al neutralizării sarcinilor electrice;

4) ca urmare a repetării proceselor de mai sus, ia naștere o pată de argint metalic, numită *pată de sensibilitate*.

Pata de sensibilitate este elementul primar al imaginii latente și acționează ca un catalizator, astfel încît în procesul de developare întregul cristal se transformă în argint metalic. Pata de sensibilitate mai este denumită și *centru de developare*.

În conformitate cu mecanismul de apariție a petei de sensibilitate sînt necesari cel puțin doi ioni de argint în nodul de sensibilitate pentru a obține un cristal stabil și developabil. Stabilitatea poate fi însă relativă, în special în cazul emulsiilor cu granulație fină mai vechi, unde anumiți factori externi pot degrada emulsia. Acesta este și motivul că emulsiile fotografice trebuie folosite în timpul de garanție.

12.1.2. Prelucrarea înregistrărilor fotografice

Conversia imaginii latente, submicroscopice, într-o imagine fotografică, observabilă cu ochiul liber, se obține ca rezultat al operațiilor cunoscute sub denumirea de developare, stopare, fixare și spălare. Rolul procesului de developare este de a transforma în argint metalic toate cristalele care au devenit centri de developare, în urma expunerii. Developarea se realizează folosind un reactiv care transformă halogenura de argint în argint metalic, pata de sensibilitate acționînd ca un catalizator. Acest proces se numește developare directă sau developare chimică. Simultan cu el ionii de argint din soluția de developare se pot depune pe pata de argint, iar procesul se numește developare fizică. De regulă un centru de developare necesită acțiunea a circa 10 fotoni. În cadrul procesului de developare se formează centri de developare, astfel încît unui centru de developare îi corespunde transformarea a aproximativ 10^9 ioni de argint, în argint metalic. Rezultă că factorul de amplificare al detectorilor de tipul emulsie fotografică este de aproximativ 10^8, o valoare pro-

prie numai celor mai buni detectori opto-electronici. De aici și sensibilitatea foarte mare a emulsiilor fotografice comparativ cu alți detectori de radiație.

Prelucrarea clasică necesită folosirea a patru băi și anume baia cu revelatorul, baia de stopare, baia cu fixatorul și baia de spălare. Developarea propriu-zisă are loc, în prima fază, prin introducerea filmului (plăcii fotografice etc.) în revelator. La început developarea se produce foarte lent și se accelerează pe măsură ce dimensiunile petelor de argint cresc. Soluția de developare conține, în plus față de reactivul de developare propriu-zis, un compus care să nu permită oxidarea revelatorului precum și compuși antivoal. Durata de timp în care revelatorul acționează asupra emulsiei influențează puternic forma finală a imaginii fotografice. Nivelul de voal, contrastul și viteza (mărimi care vor fi definite ulterior) sînt mărimi care cresc cu creșterea timpului de developare. De aceea timpul de developare trebuie controlat cu multă atenție. De obicei sînt necesari timpi de ordinul minutelor.

După terminarea procesului de developare, emulsia este tratată într-o soluție acidă, de regulă acid acetic diluat, pentru neutralizarea alcalinității și oprirea procesului de developare.

Pentru obținerea unei înregistrări stabile, cristalele de halogenură de argint, rămase după developare, trebuie îndepărtate din emulsie, pentru a nu fi impresionate ulterior, modificînd imaginea inițială. Mai întîi cristalele sînt transformate în săruri solubile și sînt dizolvate în baia de fixare. Reactivul cel mai des folosit este tiosulfatul de sodiu. Urmează apoi operația de spălare.

Dacă înregistrarea nu necesită o păstrare mai îndelungată, operațiile de fixare și spălare pot fi înlocuite prin operația de stabilizare în cadrul căreia cristalele de halogenură de argint sînt transformate în compuși insensibili la lumină și lăsate în emulsie. De asemenea, agentul de fixare poate fi încorporat în soluția de developare, ceea ce conduce la folosirea unei singure băi. Într-o altă alternativă tehnică agentul revelator este încorporat chiar în emulsie, într-o formă uscată, inactivă. Pentru inițierea developării, emulsia se introduce într-un lichid activant, de obicei o soluție alcalină.

Pentru obținerea copiei pozitive a unui negativ fotografic, pe un material care nu este fotosensibil, se folosește tehnica transferului de argint, care constă în developarea imaginii negative primare prin dizolvarea cristalelor de halogenură de argint nedevelopate, din stratul fotosensibil, astfel încît ionii de argint eliberați să poată difuza în matricea depusă pe stratul gazdă. Această matrice conține nuclee pe care se acumulează ionii de argint, formînd cristale de argint metalic. Se obține astfel o imagine pozitivă. Soluția de prelucrare trebuie să permită o developare rapidă, urmată de dizolvarea halogenurii de argint nedevelopate. Procesul este cunoscut sub denumirea de transfer prin difuzie și este utilizat în fotografierea într-o singură fază, în care emulsia este prelucrată automat și rapid.

12.2. CARACTERISTICILE OPTICE

Ca orice detector optic, sub acțiunea radiației optice emulsia fotografică trebuie să furnizeze un anumit semnal, în funcție de care să se stabilească sensibilitatea, viteza etc. Rezultă că emulsiile fotografice trebuie să prezinte atît caracteristici de transfer cît și caracteristici spațiale.

12.2.1. Caracteristicile de transfer

Eficienţa unei înregistrări fotografice ar trebui măsurată în funcţie de transmitanţa τ sau de reflectanţa ρ (v. tabelul 1.4), întrucît aceste mărimi sînt cele care determină valoarea semnalului la ieşire. Se obişnuieşte însă ca eficienţa înregistrărilor fotografice să se măsoare în funcţie de densitatea D, definită ca logaritmul raportului dintre fluxul radiant incident şi fluxul radiant transmis, deci

$$D = -\lg\tau. \tag{12.3}$$

Aşa cum am arătat în secţiunea 1.5.3, există trei tipuri de densităţi şi anume densitatea difuză, densitatea regulată şi densitatea dublu-difuză. Densitatea difuză se obţine atunci cînd fluxul incident este normal pe emulsie şi cînd întregul flux transmis este colectat şi evaluat sau atunci cînd fluxul incident este perfect difuz şi cînd componenta regulată transmisă este colectată şi evaluată. Densitatea regulată se obţine atunci cînd fluxul incident este normal pe emulsie şi cînd componenta normală a fluxului este colectată şi evaluată. Densitatea dublu-difuză se obţine atunci cînd fluxul incident pe emulsie este complet difuz şi cînd întregul flux transmis este colectat şi evaluat.

Raportul dintre densitatea regulată şi densitatea difuză, denumit şi factorul Q, al lui Callier, este o mărime aproximativ constantă pentru un material dat, excepţie făcînd densităţile mici, şi poate fi folosit ca o măsură a granularităţii materialelor fotografice. Alţi factori care afectează densitatea sînt compoziţia spectrală a radiaţiei şi tipul materialului difuzat. Cînd radiaţia traversează emulsia după o direcţie θ faţă de normală, densitatea după direcţia respectivă este $D_\theta = D_0 \cos\theta$, unde D_0 este densitatea după direcţia normalei, astfel încît densitatea creşte cu creşterea parcursului intern.

Mărimea fizică de intrare a unei emulsii fotografice se defineşte, de regulă, în funcţie de integrala temporală a iluminării. În domeniul vizibil unitatea de măsură a expunerii H este lux-secunda, însă se obişnuieşte să se folosească unitatea radiometrică joule/m^2. Deoarece, aşa cum am arătat, efectul fotografic se măsoară în funcţie de densitatea optică, D, (densitatea difuză, cînd nu este specificată explicit), semnalul de răspuns al unei emulsii fotografice se reprezintă sub forma unei curbe caracteristice, de forma arătată în figura 12.1, care arată variaţia densităţii cu expunerea. Curba caracteristică a unei emulsii fotografice (sau curba de înnegrire sau curba D, log E) poate fi împărţită convenţional în patru regiuni şi anume regiunile CA, AB, BD şi DE (v. fig. 12.1). Pentru valori mici ale expunerii, curba caracteristică începe cu o porţiune orizontală, urmată de o regiune în care densitatea creşte foarte rapid, după cum urmează porţiunea liniară cu panta pozitivă, care prezintă în partea superioară un umăr. În continuare urmează porţiunea descrescătoare, corespunzătoare efectului de solarizare. Valoarea D_f a densităţii defineşte *densitatea de voal* (densitatea de înnegrire) iar valoarea D_m defineşte *densitatea maximă*. Domeniul de valori cuprins între D_A şi D_B, unde D_A este valoarea densităţii în punctul inferior al porţiunii liniare, iar D_B este valoarea densităţii în punctul superior al porţiunii liniare, defineşte *scara de expunere*, a cărei mărime este dată de raportul H_B/H_A. În cazul hîrtiei fotografice se defineşte *scara de densitate* ca $D_m - D_f$. În orice punct P panta curbei caracteristice, notată cu γ, este dată de ralaţia $\gamma = dD/\mathrm{d}(\lg H)$, astfel încît pe porţiunea liniară putem scrie $\gamma = \mathrm{d}D/\Delta(\lg H) = \mathrm{tg}\alpha$, α fiind unghiul format de dreaptă cu axa abscisei. Intersecţia prelungirii porţiunii liniare cu perpendiculara pe axa ordonatelor în punctul D_f defineşte punctul x, a cărui abscisă poartă

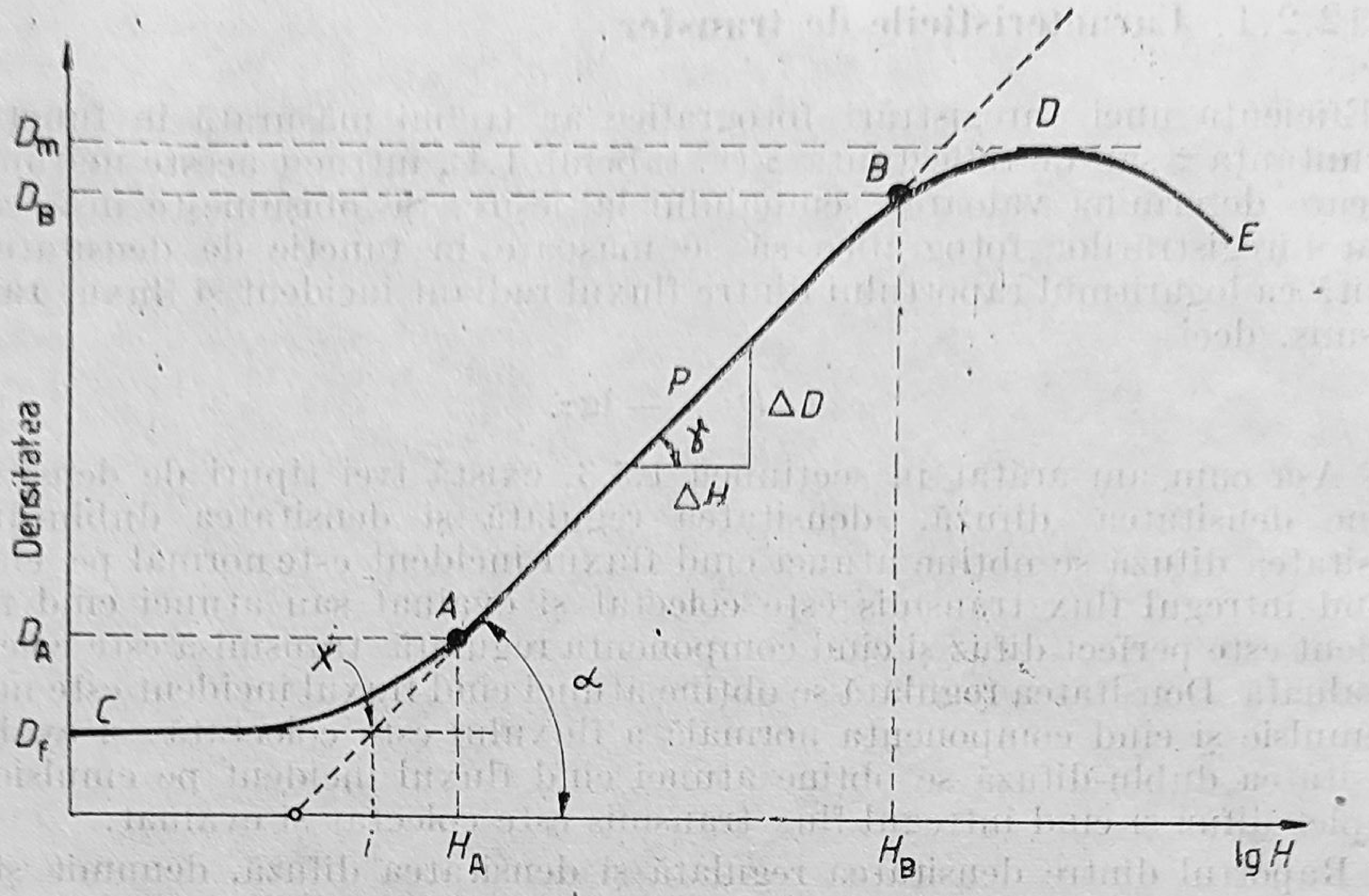


Fig. 12.1. Curba caracteristică (de înnegrire) a unei emulsii fotografice.

numele de *inerție*. Cu notațiile și definițiile de mai sus, ecuația porțiunii liniare a curbei caracteristice a emulsiei fotografice este

$$D = \gamma(\lg H - \lg i) + D_f. \qquad (12.4)$$

Curbele caracteristice ale unei emulsii fotografice în funcție de timpul de developare, t_D, sînt arătate în figura 12.2. Se observă că contrastul emulsiei, definit de obicei de mărimea γ, crește cu creșterea timpului de expunere. Cu cît timpul de developare este mai mare, valoarea expunerii, necesară pentru a obține o densitate D, scade, ceea ce înseamnă că viteză emulsiei crește. Rezultă deci că, la halogenurile de argint, contrastul emulsiilor γ și, într-o mai mică măsură, densitatea de voal D_f cresc cu creșterea timpului de developare t_D, în timp ce inerția i rămîne aproximativ constantă. Prin urmare, timpul de developare oferă o metodă practică pentru controlul contrastului γ, într-un domeniu considerabil. Emulsiile fotografice folosite în fotografia artistică prezintă pentru γ valori în jurul a 1,6.

Densitatea maximă D_m și contrastul γ sînt mărimi proporționale cu secțiunea eficace a granulelor de argint, din unitatea de suprafață a emulsiei. Cu cît granulele sînt mai mici și cu cît emulsia este mai subțire, cu atît densitatea maximă este mai mare. O analiză simplă, bazată de distribuția Poisson, arată că s-ar putea obține valori foarte mari ale contrastului γ, dacă toate granulele de argint ar avea aceeași sensibilitate, astfel încît o bună emulsie fotografică trebuie să prezinte o foarte bună uniformitate a granulelor de argint.

Pentru a se putea distinge detalii ale obiectului, care au luminozități diferite, trebuie să se folosescă porțiunea liniară a curbei caracteristice a emulsiei fotografice. Practic este însă dificil să se stabilească porțiunea cea mai convenabilă a curbei, deoarece, așa cum rezultă din figura 12.2, timpul de developare este un parametru care modifică porțiunea liniară. S-a convenit ca sensibilitatea emulsiilor fotografice să fie caracterizată de mărimea $\lg H_X$, unde H_X este valoarea expunerii necesare pentru a crește valoarea densității de voal

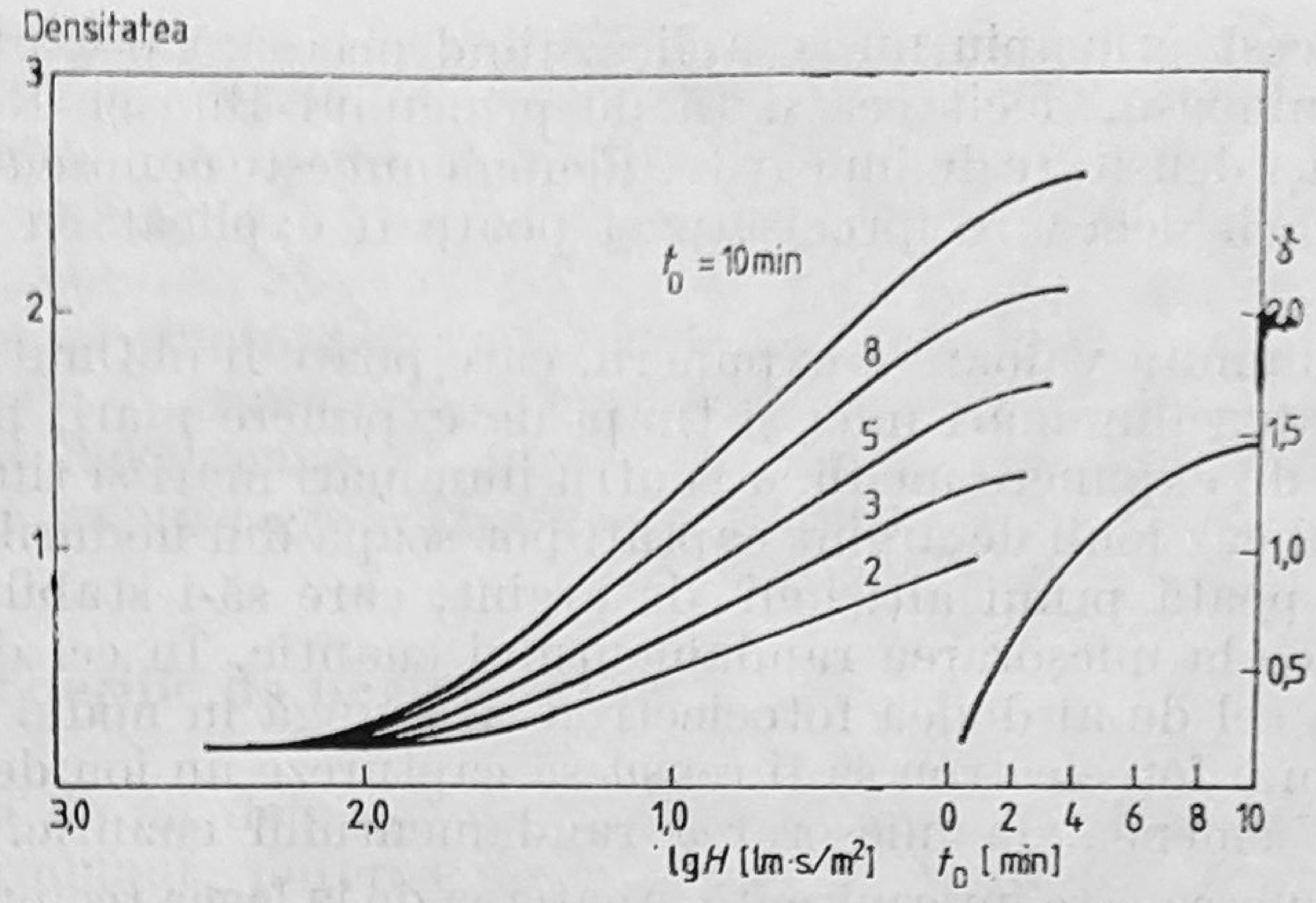


Fig. 12.2. Ilustrarea schematică a variației contrastului cu timpul de developare,

cu 10%. Această mărime poartă denumirea de viteza emulsiei fotografice și se măsoară în lux·secundă.

Deoarece viteza se măsoară în unități fotometrice, spectrul de sensibilitate al emulsiilor fotografice va diferi de cel al unui observator normal, așa că un anumit tip de emulsie fotografică are o anumită sensibilitate spectrală. Curbele de sensibilitate spectrală ale emulsiilor se dau, de regulă, în funcție de inversul expunerii necesare, la o anumită lungime de undă, pentru a produce o unitate de densitate.

Emulsiile fără coloranți sînt sensibile în domeniul ultraviolet și albastru ale spectrului, astfel încît extinderea domeniului de sensibilitate al unei emulsii se face prin adăugarea de coloranți. Dacă, prin adăugarea de coloranți, domeniul de sensibilitate este extins peste întregul domeniu vizibil, emulsia se numește *pancromatică*. Dacă însă adăugarea de coloranți nu extinde domeniul de sensibilitate peste întregul domeniu vizibil, emulsia se numește *ortocromatică*. Există emulsii ale căror spectre de sensibilitate sînt extinse pînă la aproximativ 1250 nm. În domeniul ultravioletului îndepărtat gelatina absoarbe puternic radiația, astfel încît trebuie folosite emulsii foarte subțiri (Schumann), care constau din cristale de halogenură de argint lipite de suport prin intermediul gelatinei. Se pot astfel obține emulsii sensibile pînă la aproximativ 7,5 nm.

De obicei contrastul γ crește cu creșterea lungimii de undă a radiației. Este deci posibil ca un obiect de culoare roșie pe un fond albastru, să apară sau întunecos pe un fond luminos sau luminos pe un fond întunecos, în funcție de nivelul expunerii. Densitatea maximă D_m depinde, de asemenea, de compoziția spectrală a radiației incidente.

Expunerea H a fost definită ca produsul dintre iluminarea E și timpul t, de iluminare a emulsiei fotografice (timpul de expunere), deci

$$H = E \cdot t. \tag{12.5}$$

Rezultă că putem obține aceeași valoare a expunerii H, pentru diferite valori ale timpului de expunere t, dacă iluminarea E se alege în mod corespunzător, între iluminare și timpul de expunere existînd o relație de proporționalitate inversă. Conform principiului Bunsen-Roscoe, efectele fotochimice din emulsia fotografică sînt proporționale cu valoarea expunerii H, adică cu produsul $E \cdot t$. Se constată însă că pentru valori mici sau pentru valori mari ale timpului

de expunere acest principiu nu se aplică, fiind necesară o cantitate mai mare de energie luminoasă, decît cea dată de principiul Bunsen-Roscoe, pentru a se obține aceeași densitate de înnegrire. Fenomenul este cunoscut sub denumirea de abaterea de la legea reciprocității și poate fi explicat cu ajutorul teoriei Gurney-Mott.

Fie H o anumită valoare a expunerii, care poate fi obținută în trei situații și anume : pentru iluminări mici și timpi de expunere mari, pentru iluminări medii și timpi de expunere medii și pentru iluminări mari și timpi de expunere mici. În primul caz ionii de argint captați pot scăpa din nodurile rețelei înainte ca aceasta să poată primi alți ioni de argint, care să-i stabilizeze pe primii, ceea ce conduce la micșorarea randamentului cuantic. În cel de al treilea caz este posibil ca cel de al doilea fotoelectron să ajungă în nodul de sensibilitate înainte ca primul fotoelectron să fi reușit să captureze un ion de argint, ceea ce conduce, de asemenea, la micșorarea randamentului cuantic.

Cînd expunerea este intermitentă, abaterea de la legea reciprocității depinde de frecvența de expunere a emulsiei, astfel încît ;

a) pentru valori medii ale iradianței, cînd se aplică legea reciprocității, rezultatul expunerii este independent de frecvență ;

b) pentru valori foarte mari ale iradianței eficiența crește cu creșterea frecvenței ;

c) pentru valori mici ale iradianței eficiența descrește cu creșterea frecvenței.

O expunere la o intensitate moderată, urmată de expunere la o intensitate mică, determină un efect global mai mare decît cel care s-ar fi obținut dacă ordinea de expunere ar fi inversată. Acest *efect de ordine* (sau de succesiune) este explicat de teoria Gurney-Mott, conform căreia abaterea de la condiția de reciprocitate, la intensități scăzute, este asociată cu primele stadii ale formării petelor din imaginea latentă. O expunere locală, la o intensitate mare, poate să desensibilizeze suprafețele de emulsie expuse, astfel încît, la o expunere normală ulterioară, aceste suprafețe prezintă o densitate mai scăzută decît zonele adiacente.

12.2.2. Caracteristicile spațiale

Lumina incidentă pe emulsia fotografică într-un anumit punct este împrăștiată în zonele învecinate mai ales datorită neomogenității emulsiei, adică datorită neomogenităților refringente din emulsie. Acest efect, împreună cu altele, cum ar fi de exemplu cele determinate de dimensiunile finite ale granulelor și efectul halo, conduc la o înnegrire a emulsiei fotografice pe o suprafață mai mare decît suprafața efectiv expusă. O zonă expusă sub forma unei linii va apărea înnegrită sub forma unei benzi relativ mari. Extinderile acestor înnegriri duc tocmai la funcțiile de dispersie ale punctului și liniei pentru emulsia dată.

Expunerea emulsiei într-un punct poate influența imaginea în punctele învecinate și ca rezultat al unor efecte care apar în timpul prelucrării emulsiei. Aceste *efecte adiacente* sînt datorate în special difuziei produșilor secundari de developare, faptului că soluția de developare a expirat etc. Difuzia produșilor secundari conduce la distorsionarea imaginii fotografice. Astfel, revelatorul poate difuza din regiunile dense către cele luminoase și produce supradeveloparea zonelor de tranziție.

La scară macroscopică, o imagine fotografică expusă uniform prezintă o densitate uniformă. La scară microscopică însă, apar fluctuații de uniformitate. O măsură obiectivă a acestor fluctuații de natură statistică este *granularitatea*, G, care trebuie deosebită de granulație, ultima măsurînd senzația subiectivă de neuniformitate. Fluctuațiile de densitate sînt date de o distribuție gaussiană, statistica fluctuațiilor putînd fi descrisă printr-o singură constantă, denumită *constanta de granularitate a lui Selwyn*. Granularitatea crește cu creșterea timpului de developare. Ea poate fi măsurată prin diferite metode bazate pe fenomenul de împrăștiere a luminii de către emulsie.

12.2.3. Criteriile de performanță

Fiind vorba de un detector de radiație în care funcțiile sistemului vizual au un rol determinant, puterea de rezolvare a emulsiilor fotografice trebuie să reprezinte unul dintre criteriile de performanță. Cînd puterea de rezolvare este determinată vizual, grosismentul vizual al imaginii fotografice are importanță critică. Într-o primă aproximație, proiecțiile conurilor retinei pe imagine pot fi considerate ca elemente de explorare. Pentru valori mici ale grosismentului, modulația spațială este mult redusă, imaginea apărînd uniformă. Efectele de granularitate devin mari în cazul măririlor excesive. Analiza fotometrică a probei implică folosirea unor fante de dimensiuni rezonabile, care să țină seama atît de modularea imaginii, cît și de efectele de granulație.

Un alt criteriu important pentru materialele fotografice este capacitatea lor informațională spațială. Această capacitate se referă la cantitatea de informație care poate fi stocată pe unitatea de suprafață a materialului fotografic. Calculul capacității de informație a unei emulsii fotografice este complicat de răspunsul neliniar și de nivelul zgomotului.

Trecînd la analiza capacității emulsiei fotografice de a putea detecta fluxuri mici de radiație, trebuie să ținem seama de influența zgomotului de întuneric și de eficiența cu care cuantele de radiație activează detectorul. Eficiența cuantică a emulsiilor fotografice depinde de nivelul expunerii. Randamentul fotonic de absorbție depinde de caracteristicile proprii ale granulelor, de densitatea granulelor și de natura lor binară. Natura binară se manifestă prin aceea că o dată devenit developabil, grăunțele nu mai este sensibil, astfel încît orice foton suplimentar absorbit se pierde. Acest lucru arată că folosirea preexpunerii trebuie făcută cu multă grijă, pentru a putea optimiza detectivitatea.

Definind energia de zgomot a unei emulsii fotografice ca acea cantitate de energie care produce o creștere a densității egală cu fluctuațiile de densitate ale granularității și considerînd elemente mari de suprafață ale emulsiei, se obține

$$Q_N = \frac{H\sqrt{A_e}\, G}{0{,}6142\ \gamma^*}, \tag{12.6}$$

unde Q_N este energia de zgomot, echivalentă, A_e este aria elementului de suprafață, G este granularitatea iar γ^* este valoarea reală a pantei curbei caracteristice a emulsiei fotografice.

Detectivitatea energetică D_e a emulsiei fotografice este dată de relația

$$D_e = \frac{0{,}6142\ \gamma^*}{H\sqrt{A_e}\, G}, \tag{12.7}$$

iar detectivitatea energetică specifică D_e^* este dată de relația

$$D_e^* = \sqrt{A_e} \cdot D_e = \frac{0{,}6142\ \gamma^*}{HG}. \tag{12.8}$$

Raportul semnal-zgomot R, corespunzător unei expuneri $H = Q/A_e$, este dat de realția

$$R = \frac{Q}{Q_N} = HA_eD_e = \frac{0{,}6142\sqrt{A_e}\ \gamma^*}{G}. \tag{12.9}$$

Folosirea relației (13.7) pentru determinarea detectivității trebuie făcută ținînd seama de faptul că aria A_e nu poate fi făcută oricît de mică, astfel încît valoarea lui D_e este limitată superior. În cazul ariilor foarte mici analiza de mai sus trebuie reconsiderată. Valoarea lui A_e este limitată de funcția de distribuție punctuală a emulsiei fotografice.

Randamentul cuantic k_d al detectivității, definit ca raportul dintre pătratul semnal/zgomot care apare la ieșire și la intrare. este dat de relația

$$k_d = \frac{0{,}378\ \gamma^2\ Q_0}{HG^2}, \tag{12.10}$$

unde Q_0 este energia medie corespunzătoare unei cuante de radiație. Practic, valorile lui k_d sînt mai mici decît cele date de relația (12.10), datorită, în primul rînd, recombinării electronilor și golurilor, absorbției incomplete a luminii, dimensiunilor reduse ale granulelor etc.

12.3. FOTOGRAFIA COLOR

Pînă aici ne-am ocupat de materialele fotografice alb-negru, care, în limbaj de comunicații, pot fi privite ca niște canale de comunicații bidimensionale ce transportă semnale unidimensionale. Trecînd la prezentarea filmelor color, ne găsim în situația unei analize tridimensionale (analiza tricromatică, v. cap. 1). Ideal, putem considera că cele trei coordonate ale culorilor variază independent în fiecare punct al emulsiei. Fotografia color este deci echivalentă cu trei canale de comunicații unidimensionale, independente și simultane.

Privită din punctul de vedere al unor canale de informații, fotografia color este mai puțin importantă, întrucît interferența dintre canale introduce dificultăți de interpretare a informațiilor. Sînt însă situații în care fotografia color reprezintă unica soluție de a decela între diferitele detalii. Filmele color pot fi împărțite în trei mari grupe și anume substractivă, aditivă și spectrală. Dintre acestea numai filmele substractive și aditive prezintă o aplicație practică reală, motiv pentru care le vom analiza în continuare.

12.3.1. Filmele color substractive

Cea mai mare parte a tehnicilor fotografice color se bazează pe folosirea filmelor substractive, în care emulsia fotografică se prezintă sub forma a trei substraturi, fiecare dintre acestea fiind sensibil într-o anumită regiune a spec-

trului. Astfel, stratul superior este sensibil în regiunea albastră a spectrului, stratul din mijloc este sensibil în regiunea albastru-verde a spectrului, iar stratul inferior este sensibil în regiunea albastră și în regiunea roșie a spectrului. Întrucît stratul din mijloc este efectiv sensibil numai în regiunea verde a spectrului, între el și stratul superior se interpune un substrat subțire galben care absoarbe lumina albastră reziduală transmisă prin stratul superior. Rezultă că și stratul inferior este efectiv sensibil numai în regiunea roșie a spectrului. Fiecare din cele trei straturi conțin cîte un element de cuplaj, care, în combinație cu produșii de oxidare ai revelatorului, produc coloranți galbeni (minus albastru), fuxinici (minus verde) și, respectiv, azurii (minus roșu). Reprezentarea schematică a unui film color substractiv este arătată în figura 12.3. Cînd se dorește obținerea unei imagini negative, elementul de cuplaj se adaugă imediat după developarea imaginii fotografice. În procesele reversibile, pe de altă parte, imaginea fotografică este mai întîi developată fără aplicarea elementului de cuplaj, rezultînd o imagine alb-negru. Emulsia este apoi supusă unei expuneri de „inversare a expunerii", uniformă. Developarea ulterioară va afecta în primul rînd regiunile de emulsie neexpuse inițial. În timpul acestei developări se incorporează în soluție atît revelatorul color, cît și elementele de cuplaj. Deoarece coloranții se formează în regiunile neexpuse inițial, se obține o imagine color pozitivă.

Anumite emulsii fotografice color au elementele de cuplaj încorporate direct în straturile respective, iar altele necesită încorporarea elementelor de cuplaj în timpul prelucrării (cazul emulsiilor Kodac cromatice). În timpul procesului de fixare a imaginii se îndepărtează atît granulele de argint, cît și substratul galben, astfel că rămîne doar imaginea dată de coloranți, fapt care explică granularitatea foarte redusă a filmelor color substractive.

Ideal ar fi ca în timpul înregistrării să nu existe nici o interferență între regiunile spectrale, de sensibilitate corespunzătoare celor trei straturi ale filmului. Practic însă se produce o interferență, care se menține și în procesele de redare a imaginii finale. Efectele de interferență datorate coloranților pot fi reduse făcînd elementul de cuplaj, formator de fuxină, ușor galben, deci ușor absorbant în albastru. Capacitatea fuxinei de a absorbi în albastru este astfel neschimbată în timpul cuplării (independentă de expunere). Similar, elementul de cuplaj, formator de azuriu, este făcut roșu, pentru a lăsa absorbțiile sale în albastru și verde independente de expunere. Absorbțiile nedorite din albastru ale stratului de fuxină și absorbțiile nedorite din albastru și verde ale stratu-

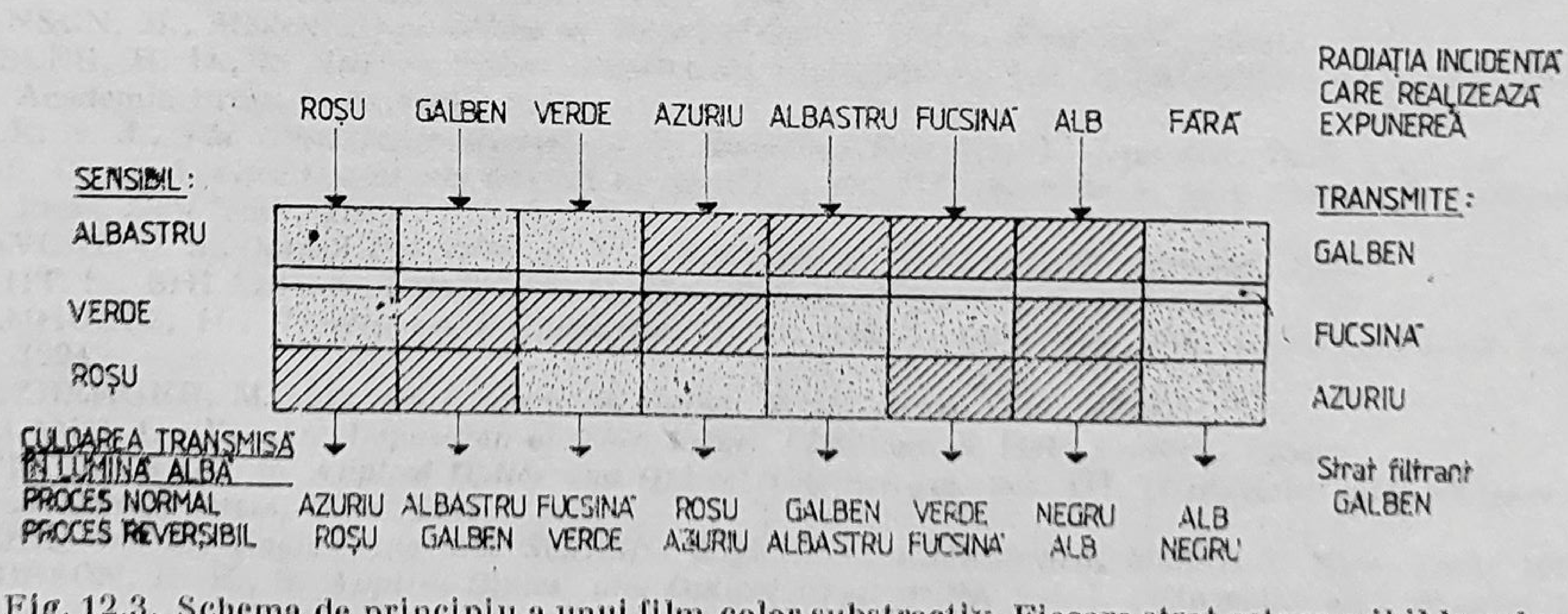


Fig. 12.3. Schema de principiu a unui film color substractiv. Fiecare strat este sensibil la culoarea înscrisă în stînga și lasă să treacă după prelucrare, culoarea înscrisă în dreapta.

lui de cian (azuriu) pot fi compensate în procesul de redare a imaginii finale. Această metodă se utilizează în cazul emulsiilor fotografice color negative și determină aspectul portocaliu al imaginii finale.

12.3.2. Filmele color aditive

Aceste filme diferă fundamental de filmele color substractive prin faptul că funcțiile de fotosensibilitate și funcțiile de generare a culorilor pot fi separate. Din punctul de vedere al obținerii de informații ele prezintă interes numai atunci cînd nu se poate face înregistrarea simultană a unor elemente de suprafață. Probabil că metoda cea mai simplă, bazată pe aceste filme, este cea care implică procesul Dufay, în care, pe un suport de emulsie obișnuită alb-negru, se imprimă o rețea de elemente de suprafață albastre, verzi și roșii. După ce emulsia a fost expusă printr-o astfel de rețea, urmează procesele de developare și inversare. Imaginea finală obținută trebuie observată în lumină transmisă.

În cele mai multe sisteme aditive înregistrarea și redarea se realizează prin intermediul unui sistem optic special, filmul conținînd o emulsie alb-negru obișnuită, depusă pe o bază lenticulară a cărei parte opusă este umplută cu lenticuli (protuberanțe sferice). Curbura acestor lenticuli este așa fel încît punctele lor focale sînt situate pe emulsie. Fiecare lenticul va înregistra un element de imagine sub forma unei imagini a pupilei de ieșire a obiectivului, cu o densitate corespunzătoare luminozității medii a elementului de suprafață de pe obiect. La pupila de ieșire se plasează trei filtre care transmit doar domeniile roșu, albastru și, respectiv, verde ale spectrului. Lenticulii vor înregistra separat lumina transmisă de cele trei regiuni ale pupilei de ieșire, iar componentele roșie, albastră și verde ale obiectului sînt înregistrate separat. După developarea emulsiei printr-un proces de inversare, redarea color se poate face prin proiectare cu un obiectiv și cu un sistem de filtre.

Fotografia color bazată pe filmele aditive este mai puțin convenabilă decît cea bazată pe filmele substractive. Rezoluția este limitată de dimensiunile lenticulilor. Folosirea emulsiilor fotografice alb-negru sau a emulsiilor fotografice color este o problemă, care, din punct de vedere practic, trebuie să aibă în vedere, în primul rînd, eficiența acestora ca detectori de radiație. În cazul fotografiei artistice sînt importante efectele care se obțin în imaginea finală.

BIBLIOGRAFIE

AGÎRBICEANU, I. I., *Lumina polarizată și aplicațiile ei în știință și tehnică*, Ed. Tehnică, București, 1956.
AGÎRBICEANU, I. I., POPESCU, I. M., *Optical Methods of Radio-frequency Spectroscopy*, Adam Hilger, London, 1975.
ALTMAN, R. M., *A Listing of Optical Materials*, M. S. Thesis, Univ. of Rochester, 1958.
BAUMEISTER, P., în *Applied Optics and Optical Engeneering*, vol. I, (Kingslake, ed.), chapter 1, Academic Press, New York, 1965.
BENFORD, I. R., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. III, (Kingslake ed.), chapter 4, Academic Press, New Ycrk, 1965.
BORN, N., WOLF, E., *Principles of Optics*, Pergamon Press, London, 1959,
BOURNE, H. K., *Discharge Lamps for Photography and Projection*, Chapman & Hall, London, 1948.
BOUTRY, G. A., *Instrumental Optics*, Wiley, New York, 1962.
BROWN, R, TWISS, R., ,,Nature'', **178** 1447 (1956).
CANDLER, C., *Modern Interferometers*, Hilger & Watts, London, 1951.
CHAPMAN, R. A., HUTCHINSON, W. G., ,,Phys. Rev.'', **157**, 615 (1967).
CHARLSON, F. E., CLARK, C. N., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. I, (Kingslake ed.), chapter 2, Academic Press, New York, 1965.
CONRADY, A. E., *Applied Optics and Optical Design*, Dover, New York, 1957 și 1960.
COOK, G. H., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. III, (Kingslake ed.), chapter 3, Academic Press, New York, 1965.
CRAWFORD, T. F., *Berkeley Physics Course* (Waves), vol. III, McGraw-Hill, New York, 1968.
DIMA, I., LICEA, I., *Fenomene fotoelectrice în semiconductori și aplicații*, Ed. Academiei, București, 1980.
DITCHBURN, R. W., *Light*, Wiley, New York, 1953.
DITCHBURN, R. W., HEDDLE, D.W.O., ,,Proc. Roy. Soc.'', London, A220, 61 (1953).
DITCHBURN, R. W., ÖPIC, U., în *Atomic and Molecular Processes*, (Bates, D. R., ed.), p. 79, Academic Press, New York, 1962.
ENGSTROM, R. W., *Phototubes and Photocells*, RCA, Lancaster, PA., 1963.
FOOTE, P. D., BOEKCNER, C., ,,Phys. Rev.'', **26**, 195 (1925).
FRANSON, M., *Modern Applications of Physical Optics*, Wiley, New York, 1963.
GEISLER, R. D., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. I, (Kingslake ed.), chapter 11, Academic Press, New York, 1965.
HALE, A. J., *The Interference Microscope in Biological Research*, Livingstone, 1958.
HASS, G., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. III, (Kingslake, ed.), chapter 9, Academic Press, New York, 1965.
HEAVENS, O. S., *Optical Properties of Thin Solid Films*, Butterworth, London, 1955.
HECHT, S., SHLAER, S., PIRENNE. M. H., ,,J. Gen. Physiol.'', **25**, 819 (1942).
HELMHOLTZ, H., *Treatise on Physiological Optics*, vol. I, Opt. Soc. Am. Rochester, New York, 1924.
HERZBERGER, M., *Modern Geometrical Optics*, Wiley, New York, 1958.
HOLLAND, L., *Vacuum Deposition of Thin Films*, Chapman & Hall, London, 1956.
HOPKINS, R. E., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. III, (Kingslake ed.), chapter 7, Academic Press, New York, 1965.
HYZER, W. G., *Engineering and Scientific High Speed Photography*, Mcmillan, New York, 1962,
IAKOBSON, R. E., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. I, (Kingslake ed.), chapter 10, Academic Press, New York, 1965.
IOVA, I., *Elemente de optică aplicată*, Ed. Științifică și Enciclopedică, București, 1977.

JENKINS, F. A., WHITE, H. E., *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill, New York, 1957.
JONES, R. C., ,,Proc. IRE", **47**, 1495 (1959).
JUDD, D. B., *Color in Business, Science and Industry*, Wiley, New York, 1952.
KINGSLAKE, R., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. I, chapter 6; vol. III, chapter 1; vol. V, chapter 1, Academic Press, New York, 1965, 1969.
KOLLER, L. R., *Measurement of Radiant Energy*, McGraw-Hill, New York, 1937.
KREIDL, N. J., ROOD, J. L., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. I (Kingslake ed.), chapter 5, Academic Press, New York, 1965.
LANDSBERG, S. G., *Optica* (traducere din limba rusă), Ed. Tehnică, București, 1951.
LAURANCE, L., *Visual Optics and Sight Testing*, p. 452, Scool of Optics, London, 1926.
LEVI, L., *Applied Optics*, vol. I, 1968; vol. II, 1980, Wiley, New York.
LUECK, I. B., în *Applied Optics and Optical Engineerind*, vol. III (Kingslake ed.), chapter 6, Academic Press, New York, 1965.
MADDEN, R. P., *Physics of Thin Films* (G. Hass, ed.), vol. I, Academic Press, New York, 1963.
MAIMAN, T. H., ,,Phys. Rev. Lett.", **3**, 87 (1959).
MARTIN, L. C., *Technical Optics*, Pitman, New York, 1960.
MARR, G. W., *Photoionization Processes in Gases*, Academic Press, New York, 1967.
MARR, G. W., WHERRET, S. R., ,,J. Phys. B", **5**, 1735 (1972).
McINTYRE, R., ,,IEEE Trans. Electron Devices", vol. ED—13, p. 164, 1966.
MELCHIOR, H., FISHER, M. B., ARAMS, F. R., ,,IEEE Proc.", **58**, 1466 (1970).
MELTZER, R. J., în *Applied Optics and Optical Engineering*, vol. I, (Kingslake ed.), chapter 9 Academic Press, New York, 1965.
MOHLER, F. L., BOECKNER, C., ,,J. Res. Natl. Bur. Std. (US)", **3**, 303 (1929) and 5, 51 and 399 (1930).
MOHLER, F. L., FOOTE, P. D., CHENAULT, R. L., ,,Phys. Rev.", **27**, 37 (1926).
MOLLET, P., *Optics and Metrology*, Pergamon Press, Oxford, 1960.
MOREY, G. W., *The Properties of Glass*, Reinhold, New York, 1954.
PETERSON, D. G., YARIV, A., ,,Appl. Opt.", **5**, 985 (1966).
POPESCU, I.-I., GHIȚĂ, C., MUSA, G., ,,Ann. Phys." (Leipzig), **18**, 103 (1966).
POPESCU, D., POPESCU, I.-I., RICHTER, J., ,,Z. für Physik", **226** 160 (1969).
POPESCU, D., POPESCU, I.-I., PASCU, M. L., COLLINS, C. B., JOHNSON, B., ,,Phys. Rev.", 1666 (1973).
POPESCU, D., POPESCU, I.-I., MUSA, G., COLLINS, C. B., JOHNSON, B., ,,Phys. Rev.", **8A**, 2197 (1973).
POPESCU, D., POPESCU, I.-I., COLLINS, C. B., JOHNSON, B., ,,Phys. Rev.", **9A**, 1182 (1974).
POPESCU, I.-I., IOVA, I., TOADER, E. I., *Fizica plasmei și aplicații*, Editura Științifică și Enciclopedică, București, 1981.
SAMSON, J. A. R., ,,J. Opt. Soc. Am. ", **54** 420 (1964).
SHAND, E. B., *Glass Engineering Handbook*, McGraw-Hill, New York, 1958.
SHAWLOW, A. L., TOWNES, C. H., ,,Phys. Rev.", **112**, 1940 (1958).
SPÂNULESCU, I., *Fizica tranzistorilor și principiile microminiaturizării*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1977.
STRENSTROM, B., în *Text-Book of Ophthalmology*, vol. IV, p. 4258, Mosby, St. Luis, Missouri, 1949.
STRONG, J., *Concepts of Classical Optics*, Freeman, San Francisco, California, 1958.
TOADER, E. I., COLLINS, C. B., JOHNSON, B., MIRZA, Y., ,,Phys. Rev.", **16**, 1490 (1978).
TOADER, E. I., POPESCU, I.-I., COLLINS, C. B., ,,Rev. Roum. Phys.", **24**, 291 (1979).
TOADER, E. I., ,,Rev. Roum. Phys", **24**, 453 (1979).
TOADER, E. I., DUMITRESCU, A., ,,Rev. Roum. Phys.", **31** 142 (1983).
TOLANSKY, S., *Introduction to Interferometry*, Longmans, Green, New York, 1955.
TWYMAN, F., *Optical Glass Worting*, Hilger Watts, London, 1955.
WALSH, J. W. T., *Photometry*, 3rd ed., Macmillan, New York, 1958.
WAINFAN, N., WALKER, W. C., WEISLLER, G. L., ,,J. Appl. Phys.", **24** 1318, (1953); **26**, 1335 (1955) and ,,Phys. Rev.", **99**, 99, 542 (1955).
WILLIAMS, W. E., *Applications of Interferometry*, Methuen, London, 1950.
YARIV, A., *Introduction to Optical Electronics*, Rinehart, New York, 1971.
*** *Optical Engineering Handbook* (J. A. Mauro, ed.), Gen. El. Co., Schenectady, New York, 1962.
*** *I.E.S. Lighting Handbook*, 3rd ed., Illum. Engr. Soc., New York, 1959.

Biblioteca de fizică
PROVENIENȚA acu | Prețul lei 38